LE JOURNAL DE PHYSIQUE
ET
LE RADIUM

ÉTUDE D'UN DISPOSITIF D'ÉTALONNAGE DES SPECTRES DE VIBRATION-ROTATION DANS L'INFRA-ROUGE PROCHE

Par C. HAEUSLER, Y. CORNET et P. BARCHEWITZ,
Laboratoire d'Infra-Rouge (Laboratoires de Chimie-Physique), Faculté des Sciences, Paris.

Résumé. — Le principe de la méthode d'étalonnage consiste à enregistrer simultanément le spectre d'absorption à étudier et un spectre cannelé, permettant de situer les raies d'absorption par rapport à des raies étalon. Le spectre cannelé est obtenu en projetant sur la fente d'entrée du spectrographe les franges à l'infini d'un étalon Perot-Fabry. La précision des mesures atteint 0,01 cm^{-1}.

Abstract. — The principle of the calibration method consists in recording simultaneously the absorption spectrum and interference peaks which allows localization of the absorption lines relative to standard lines. The interference peaks are produced by a Perot-Fabry etalon whose fringes at infinity are projected on the entrance slit of the spectrograph. The precision attained is 0,01 cm^{-1}.

L'analyse d'une bande de vibration-rotation nécessite la connaissance précise des nombres d'onde des raies composantes. Si la détermination des constantes rotationnelles n'exige en général que des mesures de nombres d'onde en valeur relative, il n'en va plus de même des constantes vibrationnelles. Leur détermination demande des mesures en valeur absolue.

Nous nous proposons de décrire le dispositif d'étalonnage que nous avons adapté sur un spectrographe à haut pouvoir de résolution, fonctionnant dans l'infra-rouge proche [1]. Nous poursuivrons par l'étude des causes essentielles d'erreur de mesure, et indiquerons comment les éviter ou les minimiser.

Le principe de la méthode consiste à accompagner l'enregistrement de la bande de vibration-rotation de repères équidistants en nombre d'onde qui permettent de situer les raies de vibration-rotation par rapport à des raies étalons d'émission ou d'absorption. Ces repères équidistants sont constitués par le spectre cannelé d'un étalon Perot-Fabry [2], [3], [4], [5].

Le spectrographe utilisé, du type Czerny comporte deux miroirs aluminités M_1 et M_2, de 150 cm de distance focale, un réseau échelette R (Bausch et Lomb) à 600 traits/mm, de dimensions 20 × 13 cm. Ces éléments, ainsi que les fentes F_1 et F_2, sont fixés sur une platine rigide située à l'intérieur d'un cylindre métallique étanche tenant le vide. Le rayonnement infra-rouge, provenant d'un filament de Nernst amovible situé au foyer S_1 de la lentille L_1, après traversée de la cuve d'absorption, est concentré par la lentille L_2 sur la fente d'entrée F_1 du spectrographe (*fig.* 1).

Le rayonnement dispersé par le réseau R est concentré sur la partie sensible d'une cellule au PbS située en D_1, ceci après passage au travers de la fente F_2, de la lentille L_3 et réflexion sur le miroir M_3 susceptible de prendre deux positions symétriques. Ce spectrographe permet de recouvrir approximativement un domaine spectral de 1,2 à 3 μ, le pouvoir séparateur atteint 0,09 cm^{-1} vers 6 000 cm^{-1}, ce qui correspond à une résolvance pratique de 65 000 environ.

Un miroir amovible M_6 permet d'utiliser, au lieu de la cuve d'absorption située entre L_1 et L_2, une cuve à réflexions multiples du type White. Les parcours à l'intérieur de cette dernière peuvent atteindre 150 mètres. Le filament de Nernst utilisé occupe alors la position S_1'.

Un condenseur L_4 permet de concentrer en S_1 l'image d'une source S_2, donnant un spectre de raies dans le visible ; ces raies serviront d'étalon de

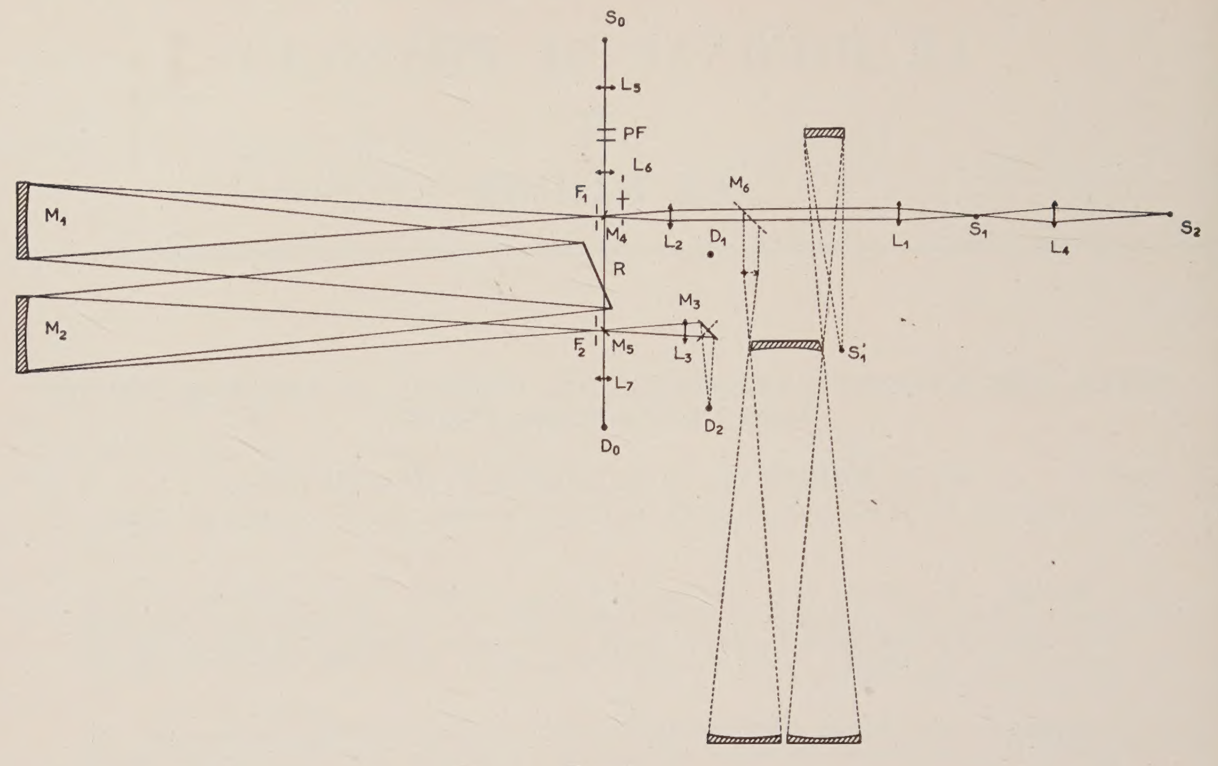


Fig. 1.

fréquence. Le faisceau lumineux issu de cette dernière suit le même trajet à l'intérieur du spectrographe que le faisceau infra-rouge. Pour une position du réseau R l'image monochromatique se formant sur la fente de sortie F_2 correspondra au premier ordre si le spectrographe est utilisé avec la source infra-rouge ou aux ordres supérieurs s'il est utilisé avec la source S_2 (visible). L'énergie rayonnée par cette dernière est détectée après traversée du spectrographe par un photomultiplicateur d'électrons D_2 (seconde position du miroir M_3).

Un étalon Perot-Fabry, placé perpendiculairement à l'axe du spectrographe est éclairé en lumière blanche par un lampe à arc de zirconium S_0, situé au foyer de la lentille L_5. Les anneaux d'interférence à l'infini donnés par l'étalon, sont projetés sur le bas de la fente d'entrée F_1 du spectrographe par l'intermédiaire d'une lentille L_6 et d'un miroir de petites dimensions M_4. L'anneau central, seul est conservé grâce à l'utilisation d'un diaphragme. Le faisceau lumineux après dispersion sur le réseau R se trouve concentré sur le haut de la fente de sortie F_2 ; un petit miroir M_5 et une lentille L_7 permettent de le focaliser sur la cathode d'un photomultiplicateur d'électrons D_0.

Le spectrographe est équipé d'un millivoltmètre enregistreur à deux entrées actionnant deux plumes. Sur l'une des entrées, on applique une tension proportionnelle au courant photoélectrique donné par D_0, sur l'autre soit une tension proportionnelle au courant photoélectrique donné par D_2, soit une tension proportionnelle au signal donné par la cellule au PbS. Le flux lumineux reçu par cette dernière est modulé à 125 cycles, le signal émis est amplifié par un amplificateur linéaire à détection de phase, la tension obtenue est redressée.

Lorsque le réseau tourne, l'appareil permet d'enregistrer le spectre cannelé provenant du Perot-Fabry accompagné, soit de raies d'émission étalon (source S_2 en service), soit de raies d'absorption infra-rouge à étudier (source S_1 en service).

Un premier enregistrement comportant le spectre cannelé et les raies d'émission étalon permet de déterminer l'interfrange $\Delta\sigma = \frac{1}{2ne}$ (n indice du milieu dans lequel se trouve le Perot-Fabry, e épaisseur des cales).

Un second enregistrement comportant le spectre cannelé, une raie d'émission étalon et les raies infra-rouge à étudier permet alors de déterminer avec précision le nombre d'onde de ces dernières.

Remarquons que le spectre cannelé ne sert que de repère de nombre d'onde, l'étalonnage se fait à partir de raies étalons visibles dont les nombres d'onde sont parfaitement connus.

A titre d'exemple, nous reproduisons les résultats de mesures effectuées sur les raies de l'acide cyanhydrique à 1,52 μ (tableau I). Ces raies d'absorption ont été choisies à dessein pour déterminer les possibilités offertes par ce dispositif d'éta-

lonnage, leur nombre d'onde ayant été déterminé avec grande précision par Rank [6].

L'interfrange était mesuré à partir des raies d'émission du mercure, dont les longueurs d'onde ont été relevées dans l'article [7] de Meggers. Ces longueurs d'onde y sont définies dans les conditions standard (air sec, contenant 0,03 % de CO_2, température 15 °C, pression 760 mm Hg). Le spectrographe étant sous vide, nous avons déterminé les longueurs d'onde absolues par la formule d'Edlen [8].

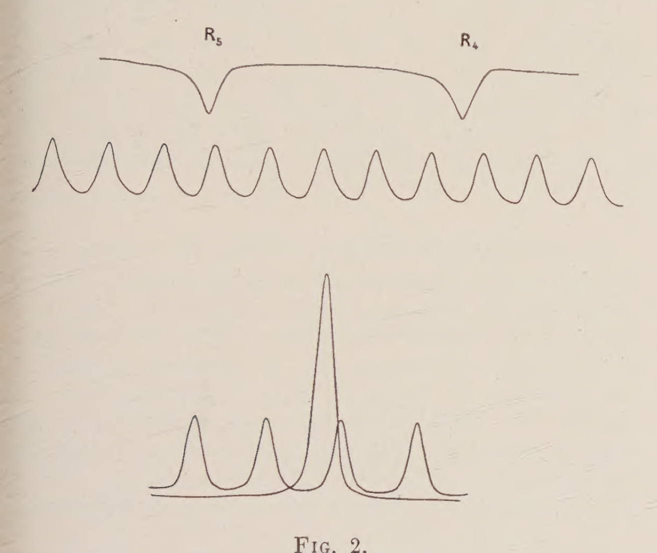


Fig. 2.

La figure 2 représente la raie jaune (5 769,598 Å) et les raies d'absorption R_4 et R_5 du HCN accompagnées du spectre cannelé. L'interfrange est égal à environ 0,56 cm^{-1}.

Cette méthode d'étalonnage est susceptible de fournir d'excellents résultats en valeurs relatives et absolues à condition de prendre un certain nombre de précautions. Nous allons déterminer les causes essentielles d'erreur et d'indiquer comment les éviter ou les minimiser.

1° **Facteur dispersion du milieu.** — Il est bien établi qu'un réseau situé dans un milieu d'indice N, utilisé sous un angle d'incidence i, diffracte suivant une direction définie par l'angle r une radiation monochromatique de longueur d'onde relative $\bar{\lambda}$, telle que :

$$\text{Sin } i + \text{Sin } r = Ka\bar{\lambda}.$$

où K est l'ordre du spectre, a le nombre de traits par mm.

La longueur d'onde absolue λ sera donnée par la relation :

$$\lambda = N\bar{\lambda}.$$

Le nombre d'onde σ étant l'inverse de la longueur d'onde, l'expression précédente devient :

$$N\sigma = \bar{\sigma}$$

où $\bar{\sigma}$ représente le nombre d'onde relatif et σ le nombre d'onde absolu. Avec ces notations, on obtient :

$$\text{Sin } i + \text{Sin } r = Ka/N\sigma.$$

Soit une raie infra-rouge observée dans le premier ordre, N_i l'indice du milieu, nous aurons :

$$\text{Sin } i + \text{Sin } r = a/N_i\sigma_i$$

pour la même position du réseau, et le même angle de diffraction, on peut observer une raie visible dans l'ordre K mais alors l'indice du milieu sera N_v.

$$\text{Sin } i + \text{Sin } r = Ka/N_v\sigma_v.$$

Le nombre d'onde absolu de la raie infra-rouge sera lié à celui de la raie visible par :

$$\sigma_i = \frac{1}{K}\frac{N_v}{N_i}\sigma_v.$$

Soit un étalon Perot-Fabry éclairé sous une incidence α, n l'indice de l'air compris entre les deux lames. La différence de marche entre deux rayons successifs transmis est :

$$\delta = 2ne \text{ Cos } \alpha$$

et le déphasage

$$\varphi = 2\pi\delta\sigma = 4\pi ne \text{ Cos } \alpha\, \sigma.$$

Il y aura maximum d'énergie transmise si :

$$\varphi = 2p\pi = 4\pi ne \text{ Cos } \alpha\, \sigma \quad \text{soit} \quad \sigma = p/2ne \text{ Cos } \alpha.$$

Deux nombres d'onde absolus correspondront à un maximum d'énergie s'ils diffèrent de :

$$\Delta\sigma = 1/2ne \text{ Cos } \alpha.$$

Dans le montage envisagé, on utilise des rayons peu inclinés (anneau central) ; les formules deviennent alors :

$$\sigma = p/2ne$$

$$\Delta\sigma = 1/2ne.$$

Afin de déterminer l'interfrange du spectre cannelé, on enregistre deux raies d'émission visibles étalon de nombre d'onde σ_1 et σ_2 et le spectre cannelé. Le spectrographe est placé dans l'air d'indice N, le Perot-Fabry dans une enceinte vide d'air.

Dans ces conditions, les nombres d'onde apparents des raies enregistrées sont

$$\bar{\sigma}_1 = N_1\sigma_1 \qquad \bar{\sigma}_2 = N_2\sigma_2.$$

Aux nombres d'onde σ_1 et σ_2 correspondent des ordres au centre du Perot-Fabry p_1 et p_2 tels que

$$\sigma_1 = p_1/2e \qquad \sigma_2 = p_2/2e.$$

On peut donc écrire :

$$\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_2 = \frac{N_1 p_1}{2e} - \frac{N_2 p_2}{2e}.$$

S'il y a b franges entre les deux raies d'émission, cette dernière relation devient :

$$\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_2 = \frac{N_1 p_1}{2e} - \frac{N_2(p_1 - b)}{2e} = \frac{p_1}{2e}(N_1 - N_2) + \frac{N_2 b.}{2e}$$

N_1 est voisin de N_2, nous pouvons en général simplifier l'expression précédente, nous obtenons alors :

$$\frac{\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_2}{b} = \frac{N_1}{2e} = N_1 \Delta\sigma = \overline{\Delta\sigma}.$$

En divisant la différence des nombres d'onde, relatifs au milieu d'indice N_1, des raies d'émission par le nombre de franges observées, on obtient un interfrange relatif moyen.

Lorsque le spectrographe est sous vide sans faire aucune hypothèse simplificatrice, on obtient directement :

$$\Delta\sigma = (\sigma_1 - \sigma_2)/b. \tag{1}$$

Soit à déterminer le nombre d'onde d'une raie infra-rouge, N_i étant l'indice de l'air correspondant, σ_v le nombre d'onde d'une raie étalon visible, prise dans le $K^{\text{ème}}$ ordre du réseau, N_v l'indice de l'air correspondant. Supposons qu'entre les deux raies se trouvent x franges.

Le nombre d'onde de la raie visible qui se formerait au même emplacement sur l'enregistrement que la raie infra-rouge serait :

$$\sigma'_N = \frac{x\,\overline{\Delta\sigma} + \bar{\sigma}_v}{N_v}.$$

Relation qui implique l'hypothèse simplificatrice faite précédemment : l'indice N_v est sensiblement constant dans le visible.

Le nombre d'onde de la raie infra-rouge sera :

$$\sigma_i = \frac{1}{K}\frac{N_v}{N_i}\sigma'_v = \frac{1}{K}\frac{x\,\overline{\Delta\sigma} + \bar{\sigma}_v}{N_i}$$

soit

$$\sigma_i = \frac{1}{K}\frac{x\,N_v\,\Delta\sigma + N_v\,\sigma_v}{N_i}. \tag{2}$$

Si le spectrographe est sous vide, cette relation devient :

$$\sigma_i = (x\,\Delta\sigma + \sigma_v)/K. \tag{3}$$

On remarquera que, si le spectrographe n'est pas sous vide, il convient de déterminer les indices N_v et N_i intervenant dans la relation (2). L'enregistrement en général est fort long, d'où nécessairement des variations de température et éventuellement des variations de pression dans l'enceinte du spectrographe difficilement contrôlables. Il est alors illusoire de rechercher une valeur correcte des indices N_v et N_i. On a donc intérêt à mettre le spectrographe sous vide. Cette mesure s'impose d'ailleurs pour d'autres raisons. D'une part, l'atmosphère du laboratoire contient fréquemment une forte proportion de CO_2 provenant du refroidissement des cellules au PbS à la carboglace, or cette molécule présente une dispersion anormale forte, extrêmement gênante lorsqu'il convient de faire une mesure du nombre d'onde dans un domaine coïncidant avec les bandes d'absorption du CO_2 ; d'autre part, la vapeur d'eau atmosphérique présente plusieurs bandes d'absorption intenses dans le proche infra-rouge, et il convient de l'éliminer.

Notre spectrographe étant sous vide, nous utilisons les relations (1) et (3) précédentes pour déterminer les nombres d'onde infra-rouge. Dans la relation (1) interviennent des nombres d'onde de raies d'émission visibles dont on trouve les longueurs d'onde dans les Tables de constantes. Ces longueurs d'onde sont généralement définies dans les conditions standard, il convient alors de calculer les nombres d'onde absolus en utilisant la formule de dispersion de l'air d'Elden [8].

2° **Contraste des franges.** — Afin de pointer correctement les franges du spectre cannelé, il est important qu'elles soient bien contrastées. On peut trouver très simplement quels sont les facteurs prépondérants intervenant sur le contraste apparent du système de franges. Nous supposons que le facteur de réflexion des couches semi-réflectrices est élevé, l'absorption négligeable et que l'état de surface des lames du Perot-Fabry est parfait. Dans ces conditions, de même que la finesse théorique $\left(\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R}\right)$ des franges, le contraste théorique $\left(C = \left(\frac{1 + R}{1 - R}\right)^2\right)$ est élevé, c'est-à-dire que leur largeur à demi-hauteur est faible par rapport au pouvoir séparateur du spectrographe. Ces conditions sont approximativement réalisables pour un étalon Perot-Fabry fonctionnant dans le visible.

On projette sur la fente d'entrée F_1 du spectrographe le système d'anneaux transmis par l'étalon Perot-Fabry ; à une distance x (*fig.* 3) du centre des anneaux, il y aura maximum d'intensité pour un nombre d'onde σ si la relation suivante se trouve vérifiée :

FIG. 3.

$$p = 2ne \operatorname{Cos} \alpha$$

avec p ordre entier.

L'angle α étant petit, nous pouvons écrire :

$$\text{Cos}\,\alpha \simeq 1 - \frac{\alpha^2}{2} \quad \text{et} \quad \alpha \simeq x/f$$

la relation précédente devient après transformation

$$\sigma = \frac{p}{2ne}\left(1 + \frac{x^2}{2f^2}\right). \qquad (4)$$

Pour un domaine petit de nombres d'onde, la dispersion en nombre d'onde $d\sigma/dr$ du réseau du spectrographe peut être considérée comme constante avec une bonne approximation. L'expression (4) indique alors que dans le plan de la fente de sortie F_2 du spectrographe, les maxima d'intensité sont répartis sur des paraboles ; à chacune est attachée une valeur déterminée de l'ordre p. La distance séparant le sommet de deux paraboles successives est égale à

$$1/2ne = \Delta\sigma.$$

Imaginons que la fente de sortie défile devant ces paraboles, et que le système d'anneaux projetés sur la fente d'entrée F_1 soit limité par un diaphragme d'ouverture $2x_0$ (*fig.* 4). Nous constatons que le contraste apparent est déterminé essentiellement par trois facteurs : l'interfrange ; l'ouverture du diaphragme ; la distance focale f de la lentille L_6.

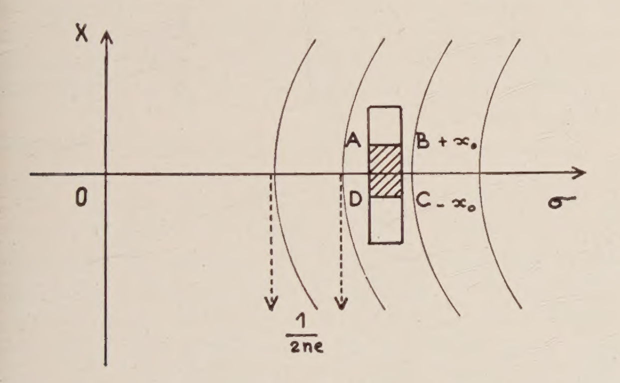


Fig. 4.

Si l'ouverture du diaphragme et la distance focale f sont maintenues constantes, le contraste augmente avec $\Delta\sigma$. Si l'ouverture du diaphragme et $\Delta\sigma$ sont maintenus constants, le contraste augmente avec f. Si la distance focale f et $\Delta\sigma$ sont constants, le contraste diminue si on augmente l'ouverture du diaphragme.

En pratique, la valeur de l'interfrange et la distance focale f sont déterminées. D'une part on a intérêt à choisir un interfrange le plus faible possible pour repérer avec précision les raies à étalonner. Comme on exige un bon contraste, on ne peut évidemment dépasser une valeur minimum, fonction du pouvoir séparateur du spectrographe. D'autre part, la distance focale f de la lentille F_6 est imposée par l'ouverture du spectrographe et les dimensions utiles de l'étalon Perot-Fabry. Le problème qui se pose alors est de déterminer l'ouverture optimum du diaphragme.

Il y aura maximum d'intensité à une distance x du centre des anneaux si l'expression suivante est vérifiée :

$$p = 2ne\sigma\left(1 - \frac{x^2}{2f^2}\right)$$

au centre, il y aura maximum d'intensité pour un nombre d'onde différent correspondant au même ordre p :

$$p = 2ne\sigma'$$

la différence entre les deux nombres d'onde sera :

$$d'\sigma = x^2\sigma/2f^2.$$

Les images correspondant à ces deux radiations σ et σ' se placeront dans le plan de la fente de sortie sur la parabole d'ordre p. Afin de ne pas diminuer le contraste, $d'\sigma$ doit être au plus égal au pouvoir séparateur $d\sigma$ du spectrographe.

Le rayon du diaphragme doit donc répondre à la relation :

$$x_0^2 \leqslant 2f^2(d\sigma/\sigma) \qquad (5)$$

$\sigma/d\sigma$ représentant la résolvance pratique du spectrographe utilisé dans le premier ordre.

En effet, les ouvertures géométriques respectives des fentes d'entrée et de sortie du spectrographe sont évidemment identiques pour l'enregistrement simultané du spectre cannelé et des raies d'absorption. En appelant dr l'ouverture angulaire de la fente de sortie, nous avons :

$$d\sigma_v = -\frac{aK\,\text{Cos}\,r}{(\text{Sin}\,i + \text{Sin}\,r)^2}\,dr$$

$$d\sigma_i = -\frac{a\,\text{Cos}\,r}{(\text{Sin}\,i + \text{Sin}\,r)^2}\,dr.$$

Les quantités $d\sigma_v$ et $d\sigma_i$ *représentent respectivement l'ouverture spectrale de la fente de sortie*, pour une radiation visible et infra-rouge, et ceci pour une même position du réseau.

On tire des relations précédentes :

$$d\sigma_v = K\,d\sigma_i.$$

Le spectrographe étant utilisé avec des fentes d'entrée et de sortie de même largeur spectrale, les termes $d\sigma_v$ et $d\sigma_i$ précédents représentent (non compte tenu des aberrations de l'optique et de la diffraction des fentes) le pouvoir séparateur de l'appareil pour le visible et l'infra-rouge. D'où la résolvance pratique :

$$\mathcal{R} = \frac{\sigma_i}{d\sigma_i} = \frac{K\sigma_i}{K\,d\sigma_i} = \frac{\sigma_v}{d\sigma_v}.$$

Compte tenu de cette expression, la relation (5) devient :

$$x_0^2 \leqslant 2f^2/\mathcal{R}.$$

— Remarquons que pour une raie d'émission visible (ou une frange du Perot-Fabry) prise dans le K^{me} ordre du réseau, la résolvance théorique est :

$$\sigma_v/\delta\sigma_v = AK \qquad A \text{ nombre de traits du réseau.}$$

Pour une raie d'absorption infra-rouge prise dans le premier ordre du réseau dont l'image dans le plan de la fente de sortie F_2 coïncide avec celle de la raie d'émission visible, la résolvance théorique est donnée par :

$$\sigma_i/\delta\sigma_i = A \quad \text{avec} \quad \sigma_i = \sigma_v/K.$$

En comparant ces deux expressions, on déduit que le pouvoir séparateur théorique relatif à ces deux radiations est le même :

$$\delta\sigma_i = \delta\sigma_v.$$

Mais le pouvoir séparateur est limité essentiellement par la largeur des fentes utilisées. Pour obtenir un pouvoir séparateur dans le domaine visible égal à $d\sigma_i$, il faudrait réduire la largeur des fentes d'un facteur K.

La distance focale de la lentille L_6 étant de 12 cm et $\mathcal{R}$ = 65 000, l'ouverture du diaphragme $2x_0$ = 1,4 mm. Ce résultat est confirmé par l'expérience.

Avec une lentille de distance focale 50 cm, nous pourrions tolérer une ouverture du diaphragme $2x_0$ = 5,5 mm.

Un quatrième facteur important peut contribuer à modifier le contraste : la superposition des ordres du réseau. Par exemple, les franges correspondant à des longueurs d'onde voisines de 0,57 μ, prises dans le troisième ordre du réseau se superposent avec les franges prises dans le quatrième ordre et correspondent à des longueurs d'onde voisines de 0,43 μ. Des filtres appropriés permettent d'éliminer les ordres parasites.

3° **Facteurs température et pression.** — Le spectre cannelé servant de repère de nombre d'onde, il ne doit y avoir aucun glissement des anneaux projetés sur la fente d'entrée F_1 du spectrographe. C'est-à-dire qu'à un nombre d'onde donné, il doit toujours correspondre le même ordre d'interférence au centre. Une variation de température ou de pression dans l'enceinte du Perot-Fabry entraînera une variation d'ordre au centre. Le problème qui se pose est de savoir avec quelle précision il convient de maintenir la constance des facteurs température et pression.

a) Température. — L'indice de l'air et l'épaisseur des cales entre les lames varient avec la température t ; leurs variations sont données par les relations :

$$\frac{dn}{n_t - 1} = -\frac{\alpha' dt}{1 + \alpha' t} \qquad de = e_0\,\alpha\,dt$$

α' et α sont respectivement les coefficients de dilatation de l'air et du métal des cales.

A ordre au centre constant $p = 2n_t e_t \sigma$, une variation de température dt, entraînera une variation $d\sigma$ du nombre d'onde telle que :

$$d\sigma = \sigma\left[\frac{(n_t - 1)\alpha'}{(1 + \alpha' t)n_t} - \frac{\alpha}{1 + \alpha t}\right] dt. \tag{6}$$

Dans les relations précédentes, les quantités suivies du symbole t, sont définies à la température t °C.

Nous pouvons remarquer que si on s'impose une tolérance $d\sigma_v$ sur le systèmes de franges, ceci signifie qu'une frange de lumière visible doit être fixée à $d\sigma_v$ près. Si cette frange est étudiée dans le $K^{ème}$ ordre du réseau elle correspond à un nombre d'onde infra-rouge $\sigma_i = \sigma_v/K$ de sorte que vis-à-vis du domaine infra-rouge, la tolérance sera $d\sigma_i = d\sigma_v/K$. Pour obtenir une précision des nombres d'onde des raies infra-rouge de l'ordre de 0,005 cm^{-1}, il suffira par exemple, en utilisant le 3e ordre du réseau pour le système de franges, que celui-ci soit fixé à 0,015 cm^{-1} près.

Le calcul montre que pour obtenir ce résultat avec des cales en acier de coefficient de dilatation $\alpha = 3.10^{-6}$ la température doit être régulée à 0°5 près (t = 20 °C, α' = 0,00367, σ = 16 000 cm^{-1}). Pour des cales en invar, on constate au contraire qu'il suffit de réguler la température à plusieurs degrés près. Le terme entre crochets dans l'expression précédente est en effet négligeable pour des cales réalisées en invar, la dilatation des cales compensant approximativement la variation d'indice de l'air.

Dans notre montage, le Perot-Fabry est placé dans une enceinte vide d'air ; les cales sont en invar. La formule (6) devient alors :

$$d\sigma = \sigma\,\frac{\alpha}{1 + \alpha t}\,dt$$

Le calcul montre qu'il suffit de réguler la température à 1 °C près pour assurer la fixité des franges à 0,015 cm^{-1} près dans les mêmes conditions que précédemment.

La relation (6) ne tient compte que des cales et de l'indice de l'air ; en fait les ressorts de réglage du parallélisme des lames du Perot-Fabry, le corps du support et les lames se déforment sous l'action d'une variation de température, le calcul ne peut rendre compte valablement de ces effets. Il convient donc de n'attacher aux résultats précédents qu'une valeur indicative. Aussi a-t-on placé l'enceinte contenant le Perot-Fabry dans un thermostat dont la température est régulée à 0,2 °C

près ; nous n'avons pas constaté de déplacement du système de franges.

Afin d'éviter l'échauffement des lames par rayonnement, nous avons interposé entre la source S_0 et l'étalon Perot-Fabry deux verres antithermiques qui éliminent l'échauffement par le rayonnement calorifique.

b) Pression. — L'indice de l'air à la pression P est défini par [9] :

$$(n_p - 1) = \frac{(n_{760} - 1)\, P(1 + \beta P)}{760\,(1 + 760\,\beta)}.$$

Une variation de pression dP entraîne la variation dn d'indice :

$$\mathrm{d}n = \frac{(n_{760} - 1)\,(1 + 2\beta P)}{760\,(1 + 760\,\beta)}\,\mathrm{d}P$$

Pour un ordre déterminé au centre $p = 2ne\sigma$, à une variation d'indice dn, correspond une variation dσ du nombre d'onde σ :

$$\mathrm{d}\sigma = -\frac{\sigma}{n_{760}}\,\frac{(n_{760} - 1)\,(1 + 2\beta P)}{760\,(1 + 760\,\beta)}\,\mathrm{d}P.$$

Afin de maintenir la fixité des franges à d$\sigma = 0{,}015$ cm^{-1} près, on ne pourra pas tolérer dans l'enceinte du Perot-Fabry une variation de pression supérieure à 2,6 mm Hg (calcul effectué pour $\sigma = 16\,000$ cm^{-1}, $P = 760$ mm Hg).

En fait, nous avons été conduits à placer le Perot-Fabry dans une enceinte étanche dans laquelle nous faisons le vide, ceci pour éviter les erreurs dûes au fait que la composition de l'air ambiant est mal définie (grande proportion de CO_2), et que la pression atmosphérique peut varier de plusieurs mm de Hg au cours d'une manipulation.

Nous remarquerons qu'il convient de prendre toutes précautions pour que le Perot-Fabry, la lentille L_6 et le miroir de renvoi M_4 soient solidement fixés et non soumis à des vibrations.

4° Variation de phase a la réflexion. — La théorie élémentaire du Perot-Fabry ne tient pas compte du déphasage introduit par la réflexion sur les lames réflectiices. Ce déphasage à la réflexion dépend de la nature des couches réflectrices utilisées et du nombre d'onde. Soit φ' ce déphasage, la formule du Perot-Fabry devient [10].

$$\frac{p}{\sigma} = 2\left(ne - \frac{\varphi'}{2\pi\sigma}\right).$$

Tout se passe comme si l'épaisseur des cales variait en fonction du nombre d'onde.

Nous avons constaté que pour le Perot-Fabry, utilisé ce phénomène était faible. Nous avons mesuré l'interfrange dans plusieurs domaines de longueurs d'onde compris entre les raies étalon bleue (4 916,069 Å) et jaune (5 769,598 Å) du mercure. L'écart relatif $\mathrm{d}(\Delta\sigma)/\Delta\sigma$ de l'interfrange mesuré entre les raies bleue et jaune et plusieurs autres raies étalons situées dans ce domaine est au maximum de 4.10^{-6}.

5° Entrainement du monochromateur et du rouleau d'enregistrement. — Les irrégularités d'entraînement du réseau ou du rouleau de papier de l'enregistreur peuvent conduire à des erreurs d'étalonnage. La dispersion dans un domaine restreint de nombre d'onde est pratiquement constante ; ceci se manifeste par des franges équidistantes sur l'enregistrement. Le spectre cannelé permet donc de contrôler le dispositif d'entraînement, toutes irrégularités se manifestant par des franges non équidistantes.

Le mouvement de rotation du réseau est obtenu à partir d'un moteur synchrone qui entraine une vis micrométrique, un écrou guidé agit sur un levier solidaire de l'axe du réseau. Le rapport du nombre de filets de la vis à l'écrou est d'environ 1/4, de sorte que l'écrou intègre les défauts de la vis micrométrique. L'enregistreur du type Speedomax double plume a une vitesse constante de déroulement de 2,5 cm/min. Les irrégularités maxima que nous avons observées avec ce dispositif correspondent à 0,02 d'interfrange.

Afin de déterminer l'interfrange $\Delta\sigma$ du spectre cannelé, avec précision, il y a intérêt à enregistrer deux raies d'émission assez éloignées l'une de l'autre. Si nous ne disposions que du dispositif d'entraînement du monochromateur ci-dessus décrit, la manipulation serait fort longue (en ce qui concerne les résultats mentionnés ci-desssus où nous avions à déterminer l'interfrange $\Delta\sigma$ entre les raies bleue et jaune du mercure, entre ces deux raies étalons se trouvent 1 800 franges environ ; une frange défile approximativement en 1 mn 30 sec).

En fait, nous avons adapté un moteur auxiliaire asynchrone, sur le spectrographe, permettant de faire défiler les franges rapidement (5 à 10 franges à la minute) ; bien entendu au voisinage des raies étalons nous utilisons le moteur synchrone, ceci étant rendu possible grâce à un dispositif d'embrayage.

6° Réglage du spectrographe [11]. — Les franges d nnées par le Perot-Fabry servant uniquement de repères, peu importe qu'il y ait décalage en nombre d'onde entre les raies d'émission (ou d'absorption) et le spectre cannelé. Plus précisément, imaginons qu'une raie d'émission (ou d'absorption) coïncide avec une frange déterminée, il est inutile que le nombre d'onde σ de la raie coïncide avec le nombre d'onde effectif de la frange défini par $p = 2ne\sigma'$. Par contre, il ne doit y avoir aucun décalage en nombre d'onde entre les raies d'absorption à étudier et les raies d'émission étalon. On est ainsi amené à chercher l'influence d'une mau-

vaise superposition des faisceaux provenant de la source d'infra-rouge et de la source de référence.

a) *Décalage en hauteur des deux images des sources S_1 et S_2 sur la fente d'entrée F_1 du spectrographe.*

Dans le plan de la fente de sortie F_2, les images monochromatiques de la fente d'entrée F_1 sont courbes. Cette courbure est due à l'inclinaison sur le plan de symétrie du faisceau de rayons parallèles tombant sur le réseau et provenant d'un point de la fente d'entrée F_1 située à une distance non nulle du plan de symétrie. On peut montrer que la

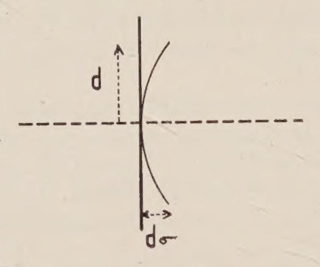


FIG. 5.

flèche dσ de la courbure (*fig.* 5) exprimée en nombre d'onde est [9, 11]

$$d\sigma = \sigma \, d^2/2f^2$$

f distance focale du miroir concave M_1.

En ce qui concerne l'étalonnage, cette relation indique que, si l'image de la source S_1 se forme au centre de la fente d'entrée, et si celle de S_2 est décalée en hauteur d'une quantité d, on peut commetre une erreur de mesure égale à dσ.

Accordons-nous une précision de mesure $d\sigma = 0{,}005 \text{ cm}^{-1}$; quel décalage en hauteur peut-on tolérer ? Le calcul effectué pour un nombre d'onde $\sigma = 5\,000 \text{ cm}^{-1}$, donne $d = 2{,}1$ mm ($f = 1\,500$ mm). Évidemment, ceci n'est valable que si les fentes d'entrée et de sortie sont parfaitement parallèles. Pour parfaire le réglage des fentes, nous utilisons la nouvelle méthode sui-

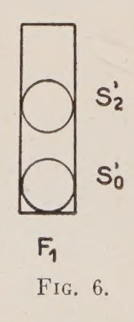


FIG. 6.

vante : En S_0, nous plaçons une lampe à vapeur de mercure (le Perot-Fabry n'étant pas en place), soit S_0' l'image projetée sur le bas de la fente d'entrée F_1 (*fig.* 6). Nous formons l'image d'une seconde lampe à vapeur de mercure, située en S_2, en S_2' sur la fente d'entrée. Nous enregistrons une même raie d'émission plusieurs fois de suite, pour diverses positions de S_2' sur la fente F_1. Si les fentes F_1 et F_2 sont parallèles, lorsque S_2' est formé sur le haut de la fente F_1, il n'y aura pas de décalage en nombre d'onde entre les faisceaux issus de S_0 et S_2 ; lorsque S_2' est centré sur la fente F_1 il y aura décalage maximum.

b) *Influence du mauvais parallélisme du faisceau de rayons incidents sur le réseau.*

Cas d'un système optique parfait. — Supposons le système optique parfait éclairé en lumière monochromatique de nombre d'onde σ, supposons de plus que la fente d'entrée F_1 du spectrographe ne se trouve pas au foyer du miroir M_1 et soit df le décalage par rapport à celui-ci. Ceci entraîne une faible convergence ou divergence du faisceau qui tombe sur le réseau.

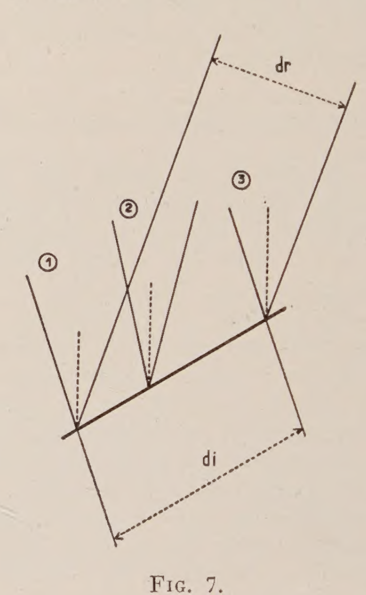
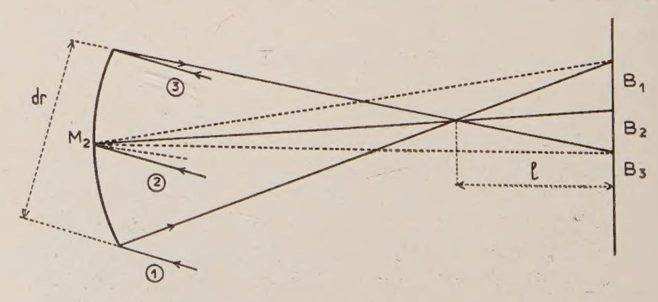


FIG. 7.

Soit di l'angle que font les deux rayons extrêmes (1) et (3) (*fig.* 7). Après diffraction, ils font entre eux un angle dr tel que $-\dfrac{dr}{di} = \dfrac{\cos i}{\cos r} = \theta$; i et r représentent les angles d'incidence et de diffraction relatifs au réseau.

Ces rayons (1) et (3) après réflexion sur le



FIH. 8.

miroir M_2, viennent couper le plan focal en B_1 et B_3 (*fig.* 8), le rayon moyen venant en B_2. L'image monochromatique de la fente se formera à une distance l du plan focal. On peut montrer que :

$$l = f^2 \theta^2 (1/\rho)$$

relation où f représente la distance focale du miroir M_2 et ρ la distance de l'image de la fente d'entrée à partir du centre du miroir M_1.

La mise au point variant avec θ, donc avec l'angle de rotation du réseau et la fente de sortie F_2 restant fixe lors de l'enregistrement d'un spectre, une mauvaise mise au point provoquera la formation de taches de diffusion dans le plan de la fente et altèrera la pureté spectrale de l'image.

Imaginons la fente de sortie F_2, placée en B' ; cette position correspond à un bon réglage moyen, correcte pour une radiation monochromatique σ_0

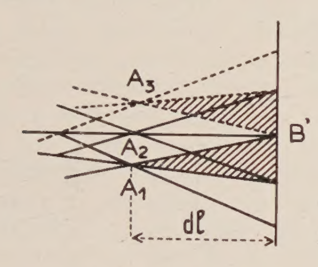


Fig. 9.

(*fig.* 9). L'image monochromatique σ_2 qui se forme en A_2 et est distante de dl du plan de la fente, provoquera une tache de diffusion dans ce plan. Soient A_1 et A_3 les deux images monochromatiques σ_1 et σ_3, voisines de A_2 dont les taches de diffusion recouvrent la moitié de celle de A_2

La fente interceptera un domaine de nombre d'onde $2d\sigma$ tel que :

$$d\sigma = \sigma_1 - \sigma_2 = \sigma_2 - \sigma_3.$$

Envisageons le cas extrême où le faisceau I

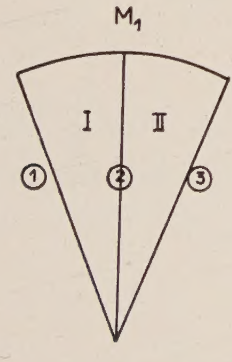


Fig. 10.

(*fig.* 10) issu de la source infra-rouge S_1 n'éclaire qu'une moitié du miroir M_1 et que le faisceau II issu de la source S_2 (source de référence) éclaire la deuxième partie du miroir. Les taches de diffusion σ_1 et σ_2 dues, l'une au faisceau I, l'autre au faisceau II se recouvrent. Ces nombres d'onde défileront en même temps devant la fente de sortie et il y aura une erreur d'étalonnage.

Supposons que le spectrographe présente un défaut de réglage de la fente d'entrée df = 2 mm, l sera compris entre l = 2,2 mm (θ = l) et l = 4,4 mm (θ = 1,4). Si nous mettons au point pour l = 3,3 mm, en utilisant le spectrographe dans le cas extrême envisagé, on peut commettre une erreur d'étalonnage atteignant 0,03 cm^{-1} (lorsque l atteint l'une des valeurs maximum 2,2 mm ou 4,4 mm). Il y a donc intérêt à ce que les faisceaux se superposent exactement dans le spectrographe pour que le défaut de convergence n'entraîne pas d'erreurs d'étalonnage.

Si, par contre, le spectrographe est parfaitement réglé, la superposition des deux faisceaux n'est pas indispensable car, quelle que soit la partie éclairée du miroir M_1, le faisceau réfléchi sera parallèle et l'angle d'incidence sur le réseau sera le même pour tous les rayons du faisceau.

Cas d'un système optique réel. — En réalité, la surface d'onde incidente n'est pas plane, les aberrations la déformant. Nous nous retrouvons pratiquement dans les conditions d'un spectrographe parfait mal réglé. Nous devrons donc réaliser la superposition des faisceaux I et II avec soin.

Nous remarquerons que les deux facteurs que nous venons d'envisager, agissent sur la précision absolue des mesures des nombres d'onde. Même si les faisceaux ne se superposent pas, on est susceptible de faire de bonnes mesures en valeur relative.

Conclusion. — La fréquence d'une raie infrarouge étant donnée par (3)

$$\sigma_i = \frac{x\,\Delta\sigma + \sigma_v}{K}$$

avec

$$\Delta\sigma = \frac{\sigma_{v1} - \sigma_{v2}}{b}.$$

Sa mesure revient à déterminer sur l'enregistrement les nombres d'interfranges x et b (ces nombres sont corrigés du décalage des plumes de l'enregistreur). Les pointés de franges et de raies entraînés par cette mesure entachent le résultat d'une erreur que nous avons évalué à 0,005 cm^{-1} environ. Les résultats des mesures effectuées sur une même raie à plusieurs jours d'intervalle s'écartent entre eux au maximum de 0,005 cm^{-1}.

Rank a déterminé avec grande précision des nombres d'onde de certaines raies d'absorption infra-rouge [6, 12], ces raies peuvent servir d'étalon de nombres d'onde et ont déjà été utilisées à cette fin [13, 14, 15]. Une source de rayonnement infra-

rouge S_1 permet alors d'obtenir le spectre d'absorption du produit à étudier et du produit étalon, la cuve d'absorption contenant soit l'un, soit l'autre des produits (ou éventuellement un mélange des deux, si cela est possible). Ce procédé évite les erreurs dues à une mauvaise superposition des faisceaux provenant de la source S_1 et S_2. Or, notre spectrographe fonctionne dans un domaine spectral restreint 1, 2 à 3 μ, où il n'existe pas suffisamment de raies d'absorption infra-rouge étalons.

TABLEAU I

	A	B	C
R_7	6 541,741 cm^{-1}	6 541,7383 cm^{-1}	+ 0,003 cm^{-1}
R_6	6 539,129	6 539,1201	+ 0,009
R_5	6 536,466	6 536,4607	+ 0,006
R_4	6 533,760	6 533,7608	+ 0,000
R_3	6 531,020	6 531,0169	+ 0,003
P_4	6 507,541	6 507,5342	+ 0,007
P_5	6 504,409	6 504,4087	+ 0,001
P_6	6 501,248	6 501,2432	+ 0,005

Résultats de mesures relatives à plusieurs raies d'absorption de l'acide cyanhydrique, correspondant à la transition 000——— 002 (colonne A), la colonne B contient les résultats obtenus par Rank [6] et la colonne C l'écart entre nos mesures et celles de Rank. Les résultats sont donnés en nombres d'onde absolus.

Dans le tableau I figurent les résultats de mesures relatives à plusieurs raies du HCN, celles qui précisément ont été étalonnées avec grande précision par Rank [6]. On constate que nos résultats s'écartent de ceux obtenus par Rank d'une quantité inférieure à 0,01 cm^{-1} et qu'ils sont systématiquement supérieurs de quelques 1/1 000 de cm^{-1} (0,005 cm^{-1} en moyenne). Nous pensons pouvoir attribuer ce décalage au changement de phase à la réflexion sur les couches semi-réflectrices du Perot-Fabry.

En règle générale, on admet qu'il est illusoire de rechercher une précision de mesure dépassant le dixième du pouvoir séparateur du spectrographe ; dans le domaine spectral étudié le pouvoir séparateur étant de 0,09 cm^{-1} environ, nous ne pouvons donc espérer dépasser la précision de 0,009 cm^{-1}. Compte tenu des résultats fournis par ce dispositif d'étalonnage nous pouvons affirmer que la précision absolue est de l'ordre de 0,01 cm^{-1}.

Nous remarquerons enfin, que cette méthode s'applique bien dans l'infra-rouge proche ; pour des longueurs d'onde supérieures telles que 10 μ par exemple, qui correspond au vingtième ordre du réseau pour une longueur d'onde visible (0,5 μ), il n'en va plus de même. En effet afin d'obtenir un spectre cannelé d'interfrange égal à 0,5 cm^{-1} par exemple, il convient d'utiliser des cales séparatrices très minces de l'ordre de 0,5 mm ce qui n'est pas facilement réalisable. D'ailleurs dans ce domaine de longueurs d'onde on peut obtenir de nombreux repères en utilisant plusieurs étalons de longueurs d'onde dans des ordres supérieurs différents du réseau [13, 14, 15].

Manuscrit reçu le 1er août 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] CORNET (Y.), HAEUSLER (C.) et BARCHEWITZ (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **248**, 3290.

[2] DOUGLAS et SHARMA, *J. Chem. Physics*, 1953, **21**, 3.

[3] PLYLER (E. K.), BLAINE (L. R.) et CONNOR (W. S.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **45**, 102.

[4] RUSSEL (A.) et FISHER, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1959, **49**, 1100.

[5] HAEUSLER (C.) et BARCHEWITZ (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 3040.

[6] RANK (D. H.), GUENTHER (A. H.), SHEARER (J. N.) et WIGGINS (T. A.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 144.

[7] MEGGERS (W. F.) et WESTFALL (F. O.), *J. Rest. Nat. Bur. Stand.*, 1950, **44**, 447-455.

[8] BANGT EDLEN, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1953, **43**, 339.

[9] CANDLER (C.), Hilger & Watts Ltd, 1951, p. 462.

[10] BRUCE (C. F.) et CIDELOR (P. E.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1960, **50**, 295.

[11] SERGENT-ROSEY (Mme), Thèse d'Ingénieur Docteur soutenue le 24 avril 1959 (Faculté des Sciences de l'Université de Paris).

[12] RANK, GUENTHER, SAKSEMA, SHEARER et WIGGINS, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 686.

[13] NARAHARI RAO (K.), RYAN (L. R.) et NIELSEN (H. H.), *J. Opt. Soc. Amer.* 1959, **49**, 216.

[14] NARAHARI RAO (K.), RYAN (L. R.) et NIELSEN (H. H.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1959, **49**, 229.

[15] NARAHARI RAO (K.), BRIM (W. W.) et HOFFMAN (J. M.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1960, **50**, 228.

DISTRIBUTION ANGULAIRE DE LA RÉACTION $^{11}B(p, \alpha_0)$ DE 100 A 300 keV

Par R. BOUCHEZ, H. BEAUMEVIELLE, J. FLEURY, P. PERRIN, R. DE SWINIARSKI et M. CHABRE,
Université et Centre d'Études Nucléaires de Grenoble.

Résumé. — La distribution angulaire des α_0 de la réaction $^{11}B(p, \alpha_0)$ a été mesurée pour les énergies de protons 148, 170, 200 et 255 keV à des angles (CM) de 48° à 150° (intervalle de 10°). Jusqu'environ 180 keV au delà de la résonance 2+ de 163 keV, les α_0 sont relativement plus intenses en avant ($\theta = 0$) et en arrière ($\theta = \pi$) : $d\sigma/d\omega \sim 1 - 0{,}15 \cos\theta + 0{,}4 \cos^2\theta$ à 148 keV ; $d\sigma/d\omega \sim 1 + 0{,}6 \cos^2\theta$ à 163 keV. Mais pour 200 et 250 keV, l'intensité des α_0 diminue vers l'avant, préfigurant la distribution angulaire dès 600 keV qui donne une très petite intensité pour $\theta = 0$ ou π.

Abstract. — The angular distribution of the $^{11}B(p, \alpha_0)$ reaction has been measured at energies of 148, 170, 200 and 255 keV, and for the angles (CM) from 48° to 150° (10° interval). Beyond the 2+ 163 keV resonance and up to 180 keV, the α_0 particles are more intense forward and backward at 148 keV, $I(\theta) \simeq 1 - 0.15 \cos\theta + 0.4 \cos^2\theta$; and at 163 keV, $I(\theta) \simeq 1 + 0.6 \cos^2\theta$. But this intensity decreases forward at 200 and 255 keV, prefiguring the 600 keV angular distribution for which the intensity is very low forward and backward.

1. **Introduction.** — Les expériences (*fig.* 3) de Dearnaley (1957) de 640 keV à 2 MeV, et celles (*fig.* 2) de Thomson (1952) au-dessous de 170 keV montrent que la distribution angulaire des α_0 de la réaction $^{11}B(p, \alpha_0)$ subit une grande variation entre ces énergies. Aucune expérience n'ayant été faite entre ces valeurs, nous avons entrepris des mesures vers 250 keV que nous permettait notre petit accélérateur électrostatique Philips, équipé d'une génératrice SAMES de 300 kV, prévu pour fonctionner comme générateur de neutrons rapides.

Dès 1936, Cockroft et Lewis mirent en évidence dans le bombardement du bore par les protons un groupe (α_0) monocinétique de 4,4 cm de parcours dans l'air (correspondant à une énergie d'environ 5,3 MeV) ; ce groupe fut aussitôt identifié par Dee et Gilbert (1936) comme provenant de la réaction $^{11}B(p, \alpha_0)$ avec émission de particules α vers l'état fondamental du ^8Be (*fig.* 1).

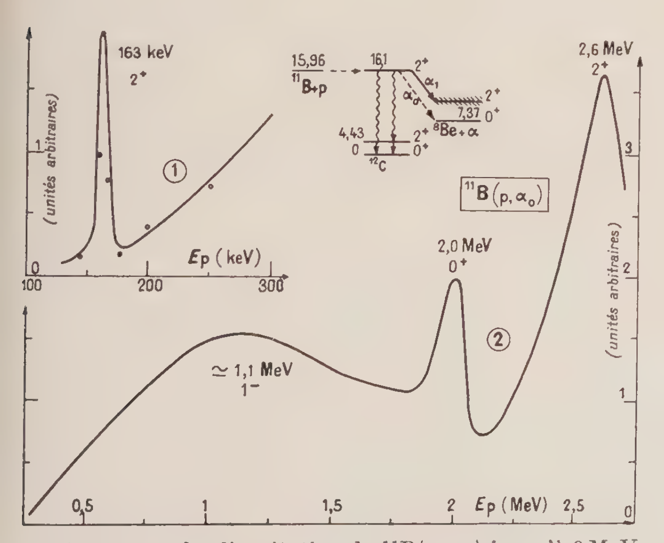


Fig. 1. — Courbe d'excitation de $^{11}B(p, \alpha_0)$ jusqu'à 3 MeV. Le raccordement entre la courbe 1 (résonance 2+ de 163 keV) n'a pu être faite avec la courbe 2 par suite de la divergence entre les mesures absolues de section efficace (Beckman, 1953).

La courbe d'excitation (*fig.* 1) de la réaction $^{11}B(p, \alpha_0)$ est actuellement connue jusqu'à environ 3 MeV, à la suite des travaux de Williams (1937), Thomson (1952), Beckman (1953) et Holland (1955). Toutefois il est difficile d'effectuer un raccordement entre les mesures (Thomson, 1952) au-dessous de 300 keV et celles (Beckman, 1953) au-dessus de 500 keV ; nous avons indiqué dans la figure 1-I les résultats de nos mesures en unités arbitraires n'ayant fait aucune détermination absolue. Notons simplement d'après Beckman (1953) que la large résonance de 1,2 MeV a une section efficace de l'ordre de 6 mb.

Les mesures de distribution angulaire au-dessous de 170 keV ont été faites par Thomson (1952) et Glattli (1954) ; à la résonance 163 keV elle est de la forme $d\sigma/d\omega \sim 1 + B \cos^2\theta$ ($B \simeq 0{,}5$), et de part et d'autre de cette résonance un terme plus faible en $\cos\theta$ ($|A| \simeq 0{,}2$) indique probablement un effet d'interférence entre le niveau (2 +) de 163 keV et un niveau large vers 1,2 MeV de parité opposée. Autour de cette résonance les particules α_0 sont émises plus intensément vers l'avant et l'arrière, tandis qu'à partir de 650 keV elles sont (Dearnaley, 1957) principalement émises (*fig.* 3) à $\pi/2$. Ce phénomène d'inversion a lieu pour l'avant d'après nos mesures dès 200 keV, nous n'avons pas observé l'effet analogue pour l'arrière, qui doit avoir lieu entre 300 et 500 keV.

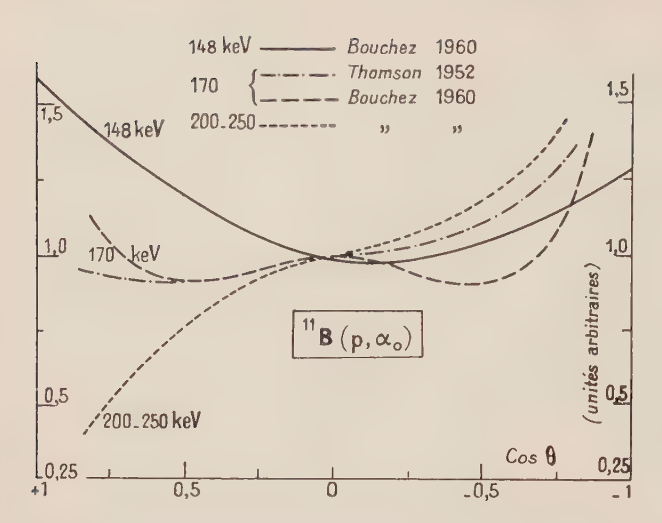


FIG. 2. — Distribution angulaire des α_0 de la réaction $^{11}B(p, \alpha_0)$ autour de la résonance 2+ de 163 keV, montrant l'asymétrie avant-arrière due au terme en cos θ.

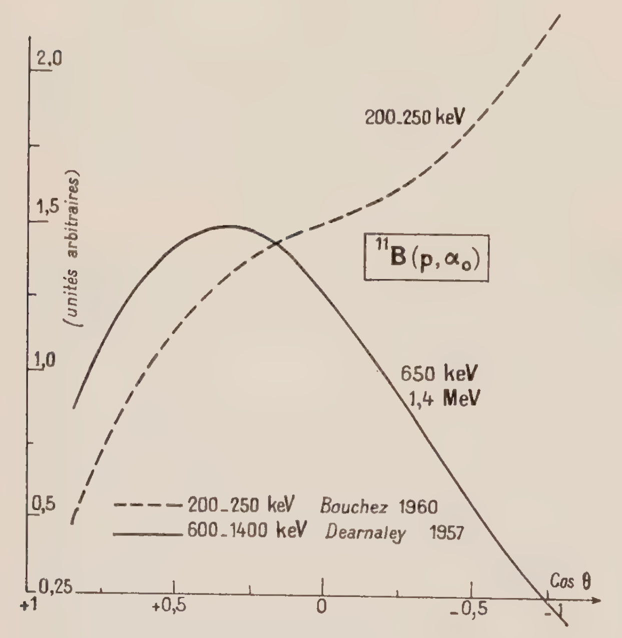


FIG. 3. — Distribution angulaire de $^{11}B(p, \alpha_0)$ de 0,6 à 1,4 MeV due au niveau 1$^-$ de 1,2 MeV (Dearnaley, 1957).

2. **Dispositif expérimental.** — Les mesures de la distribution angulaire des α_0 ont été faites à 148, 170, 200 et 255 keV à l'aide du faisceau non analysé de notre accélérateur électrostatique de 300 kV (stabilité $\Delta V/V \simeq 1$ %). La chambre de réaction permettant des mesures de 48° à 150° environ. Les cibles de ^{11}B (enrichies 99 %) d'Harwell, d'épaisseur de l'ordre de 20 μg/cm² ($\Delta T \simeq 10$ keV pour des protons de 200 keV) étaient inclinés de 28° sur le faisceau. La détection des α était réalisée par des cristaux ICs (épaisseur 5 mm) vus par des P. M. Radiotechnique 51 AVP (résolution 5 % pour 5 MeV), un premier spectromètre fixe à 75° servait de moniteur, le second mobile voyant la cible sous un angle solide $\Omega/4\pi \simeq 3{,}5.10^{-4}$, deux fois plus petit que celui pour la voie fixe.

Interposé entre cible et cristal, un écran de polystyrène (200 μg/cm²) aluminisé (100 μg/cm²) arrêtait des protons de 200 keV, tout en ralentissant peu les α_0 ($\Delta T \simeq 170$ keV environ). L'enregistrement des spectres était fait à l'aide d'un sélecteur 200 canaux Intertechnique à mémoire magnétique. Les circuits électroniques sont schématisés sur la figure 4 ainsi qu'un exemple d'enregistrement ; le commutateur C permettait d'enregistrer alternativement (*) les spectres des deux voies sur l'écran du sélecteur (voie mobile de 0 à 100, fixe de 100 à 200 canaux).

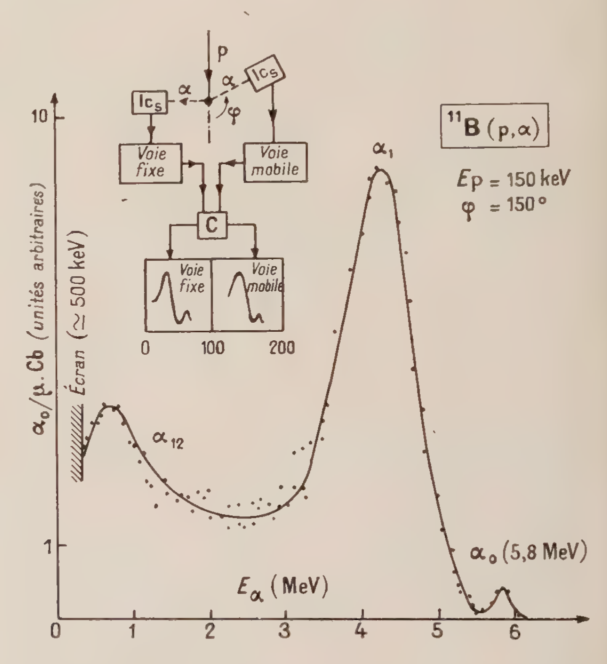


FIG. 4. — Spectre des particules α de la réaction $^{11}B(p, \alpha)$ et schéma des circuits électroniques montrant l'enregistrement sur le sélecteur 200 canaux des deux spectres α (moniteur fixe et PM mobile).

3. **Résultat des mesures.** — Les distributions angulaires, dans le centre de masse, sont représentées figure 5, corrigées de l'épaisseur de cible.

L'analyse des points expérimentaux pour obtenir un polynôme en cos θ a été effectuée par la méthode des moindres carrés et par celle des polynômes de Legendre (propriété d'orthogonalité) ; la première méthode est plus précise lorsqu'on ne connaît pas les points expérimentaux au voisinage des limites (cos θ = 0 ou π).

(*) Nous remercions M. Van Zurk, du laboratoire, d'avoir conçu ce dispositif très pratique.

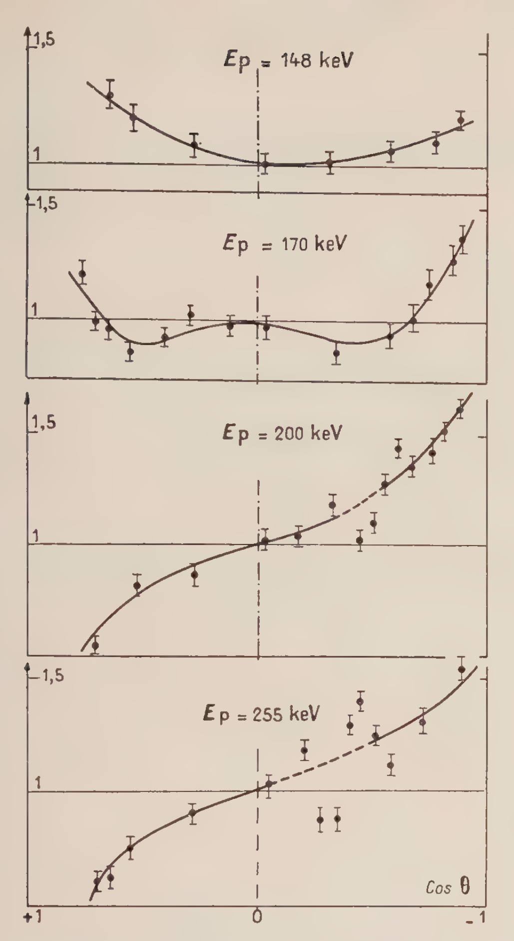


FIG. 5. — Distributions angulaires mesurées des α_0 de $^{11}B(p, \alpha_0)$ en unités arbitraires et normalisées à $\theta = \pi/2$.

Les résultats sont les suivants :

a) $E_p = 148$ keV. —

$$d\sigma/d\omega \simeq 1 + (0{,}16 \pm 0{,}05) \cos\theta + (0{,}41 \pm 0{,}05) \cos^2\theta$$

le signe de cos θ en dessous de la résonance est en accord avec celui donné par Thomson (1952) ainsi que le rapport $I\ (150^o)/I\ (30^o) \simeq 0{,}8$ au lieu de 0,75 donné dans la figure 4 de l'article de Thomson (p. 749).

b) $E_p = 170$ keV. — Les points expérimentaux montrent encore une augmentation de l'intensité en arrière et aussi probablement en avant. En outre la forme est plus complexe vers $\pi/2$.

Il n'est pas possible de donner une forme analytique pour la distribution trouvée, n'ayant fait aucune mesure en dessous de 45° et au-dessus de 150°.

c) $E_p = 200$ ET 255 keV. – La distribution expérimentale a la même allure. L'intensité est nettement plus faible vers l'avant que pour $\pi/2$, par contre elle est toujours plus forte vers l'arrière. En outre vers 135° pour 200 keV et 115° pour 255 keV, les mesures s'écartent d'une loi monotone malgré plusieurs expériences indépendantes ; il peut s'agir toutefois d'une erreur systématique. De nouvelles mesures seront entreprises, ainsi d'ailleurs qu'entre 300 et 600 keV, avant d'effectuer l'interprétation théorique.

Manuscrit reçu le 11 août 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] BECKMAN (O.), HUUS (T.) et ZUPANCIC (C.), *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 606.
[2] COCKROFT (J. D.) et LEWIS (W. B.), *Proc. Roy. Soc.*, 1936, **54**, 246.
[3] DEARNALEY (G.), DISSANAIKE (A.), FRENCH (P.) et JONES (U.), *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 743.
[4] DEE (P. I.) et GILBERT (C. W.), *Proc. Roy. Soc.*, 1936, **154**, 279.
[5] GLATTLI (H.), LOEPFE (H.) et STOLL (E.), *Helv. Phys. Acta*, 1954, **27**, 184 ; *Helv. Phys. Acta*, 1955, **28**, 366.
[6] HOLLAND (R. E.), INGLIS (D. R.), MALIN (R. E.) et MOORING (F. P.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 92.
[7] THOMSON (D. N.), COHEN (A.), FRENCH (A.) et HUTCHINSON (G. W.), *Proc. Phys. Soc.*, 1952, A **65**, 745.
[8] WILLIAMS (J. H.) et WELLS (D.), *Phys. Rev.*, 1937, **51**, 437.

LOI D'APPROCHE A LA SATURATION EN $1/H^2$ EN FONCTION DE L'ÉNERGIE MAGNÉTOCRISTALLINE POUR QUELQUES TYPES DE FERROMAGNÉTIQUES POLYCRISTALLINS

Par M. HENRI DANAN et Mlle RÉGINE BARBIER,
Laboratoire Pierre-Weiss, Institut de Physique, Strasbourg.

Résumé. — A partir de l'expression générale de l'énergie magnétocristalline des ferromagnétiques on calcule le coefficient du terme en $1/H^2$ de la loi d'approche à la saturation d'un corps ferromagnétique polycristallin, pour quelques groupes de symétrie cristallographiques.

Abstract. — Using the general expression for the ferromagnetic magnetocrystalline energy, one calculates the coefficient of the $1/H^2$ term expressing the rotations contribution in the law of the approach to saturation in a polycrystalline ferromagnetic material. Following crystallographic symmetries have been especially considered : orthorhombic, tetragonal, hexagonal, cubic.

L'énergie magnétocristalline des substances ferromagnétiques peut s'écrire en fonction des cosinus directeurs α_i du vecteur aimantation par rapport à un système d'axes de coordonnées lié aux axes cristallographiques, en se limitant aux termes du 6e degré, sous la forme très générale [1] :

$$F(\alpha_i) = K_0 + \sum_1^3 k_i \alpha_i^2 + \sum_1^3 k_{ii} \alpha_i^4 + \sum_1^3 k_{ij} \alpha_i^2 \alpha_j^2 + \sum_1^3 k_{iii} \alpha_i^6 + \sum_1^3 k_{iij} \alpha_i^4 \alpha_j^2 + \sum_1^3 k_{ijj} \alpha_i^2 \alpha_j^4 + k_{123} \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \quad (1)$$

avec $i, j, k = 1, 2, 3$; $k_0, k_i, k_{ii}, k_{ij}, k_{iii}, k_{ijj}$ et k_{123} désignant 20 constantes arbitraires, qui sont déterminées expérimentalement. Pour la plupart des applications, l'approximation du 4e degré suffit largement, mais dans certains cas, lorsque la symétrie du réseau est très élevée (cas du réseau cubique par exemple) les termes du second degré disparaissent et il peut être nécessaire, pour avoir une approximation satisfaisante de tenir compte des termes du sixième degré [2, 3].

En utilisant les relations :

$$\left.\begin{aligned} &\sum \alpha_i^2 = 1, \ (\sum \alpha_i^2)^2 = \sum \alpha_i^4 + 2\sum \alpha_i^2 \alpha_j^2 = 1 \\ &(\sum \alpha_i^2)^3 = \sum \alpha_i^6 + 3\sum \alpha_i^4 \alpha_j^2 + 3\sum \alpha_i^2 \alpha_j^4 + 6\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \\ &\qquad = \sum \alpha_i^6 + 3\sum \alpha_i^2 \alpha_j^2 - 3\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 = 1 \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

entre les cosinus directeurs ainsi que les symétries des différents types de réseaux, on peut adapter la formule (1) à chacun d'eux avec un nombre moindre de constantes arbitraires. Pour les cas les plus usuels on obtient :

1. **Réseau orthorhombique.** — La symétrie du réseau impose trois valeurs différentes de l'énergie d'anisotropie dans les trois directions cristallographiques principales prises comme axes de coordonnées, de sorte que les seules relations dont on dispose ici sont les relations (2) ; on trouve :

$$F(\alpha_i) = K_0 + \sum_1^2 K_i \alpha_i^2 + \sum_1^2 K_{ii} \alpha_i^4 + \sum_1^3 K_{ij} \alpha_i^2 \alpha_j^2 + \sum_1^2 K_{iii} \alpha_i^6 + \sum_1^3 K_{iij} \alpha_i^4 \alpha_j^2 + \sum_1^3 K_{ijj} \alpha_i^2 \alpha_j^4 + K_{123} \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \quad (3)$$

avec

$$K_i = k_i - k_3, \quad K_{ii} = k_{ii} - k_{33}, \quad K_{ij} = k_{ij} - 2k_{33}$$
$$K_{iii} = k_{iii} - k_{333}, \quad K_{iij} = k_{iij} - 3k_{333},$$
$$K_{ijj} = k_{ijj} - 3k_{333}, \quad K_{123} = k_{123} - 6k_{333}$$

formule analogue à celle donnée par W. P. Mason [4], qui s'est limité aux termes du 4e degré. Toutefois pour l'utilisation pratique (1) plus symétrique est préférable et c'est elle que nous utiliserons par la suite.

2. **Réseau quadratique.** — Les deux arêtes du plan de base sont équivalentes, la symétrie du réseau impose donc des valeurs égales de l'énergie d'anisotropie dans ces deux directions. Il en résulte que, en prenant pour axes de coordonnées ox, oy deux arêtes du plan de base et comme axe oz la perpendiculaire à ce plan, la permutation de α_1 en α_2 doit laisser $F(\alpha_i)$ inchangée. Ceci implique entre les divers coefficients les relations :

$$k_1 = k_2, \quad k_{11} = k_{22}, \quad k_{23} = k_{31},$$
$$k_{111} = k_{222}, \quad k_{223} = k_{311},$$
$$k_{331} = k_{233}, \quad k_{112} = k_{122}.$$

En substituant dans (1) on obtient :

$$F(\alpha_i) = K_0 + K_1(1 - \alpha_3^2) + K_2(1 - \alpha_3^2)^2 + K_3 \alpha_1^2 \alpha_2^2 + K_4(1 - \alpha_3^2)^3 + K_5 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \quad (4)$$

qui ne contient plus que six constantes arbitraires ; on a :

$$K_1 = k_1 - k_3 - 2k_{33} + k_{23} - 3k_{333} + k_{331}$$
$$K_2 = k_{11} + k_{33} - k_{23} + 3k_{333} + k_{223} - 2k_{331}$$
$$K_3 = k_{12} - 2k_{11} - 3k_{111} + k_{112}$$
$$K_4 = k_{111} - k_{333} - k_{223} + k_{331}$$
$$K_5 = k_{123} - 3k_{111} - k_{112} - 2k_{223}.$$

L'expression (4), limitée aux termes du 4e degré a déjà été calculée par Guillaud [5].

3. **Réseau hexagonal.** — Dans le plan perpendiculaire à l'axe sénaire les trois directions [11.0] sont équivalentes entre elles et doivent fournir trois valeurs identiques de l'énergie d'anisotropie. Il en est de même pour les trois directions [10.0]. Il est indiqué dans ce cas de prendre comme axes de coordonnées les directions [11.0] et [10.0] comme axes ox, oy et l'axe sénaire comme axe oz. Si θ et φ désignent respectivement les angles du vecteur aimantation avec oz et de sa projection sur xoy avec ox, on a :

$$\alpha_1 = \sin\theta\cos\varphi \quad \alpha_2 = \sin\theta\sin\varphi \quad \alpha_3 = \cos\theta. \quad (5)$$

Une rotation de $\pi/3$ autour de oz doit laisser inchangée l'énergie d'anisotropie ; en égalant $F(\theta, \varphi)$ et $F\left(\theta, \varphi + \frac{\pi}{3}\right)$ on obtient les relations :

$$k_1 = k_2 \quad k_{11} = k_{22} \quad k_{12} = 2k_{11} \quad k_{23} = k_{31}$$
$$9k_{222} - 6k_{111} = k_{112} \quad k_{223} = k_{311} \quad k_{123} = 2k_{223}$$
$$9k_{111} - 6k_{222} = k_{122} \quad k_{233} = k_{331}$$

et portant ces valeurs dans (1), on trouve :

$$F(\alpha_i) = K_0 + K_1(1 - \alpha_3)^2 + K_2(1 - \alpha_3^2)^2 + K'_3(1 - \alpha_3^2)^3$$
$$+ k_{111}(\alpha_1^6 - 6\alpha_1^4\alpha_2^2 + 9\alpha_1^2\alpha_2^4)$$
$$+ k_{222}(\alpha_2^6 - 6\alpha_1^2\alpha_2^4 + 9\alpha_1^4\alpha_2^2) \quad (6)$$

et, tenant compte des relations (5), on peut écrire (6) sous la forme connue [4] :

$$F(\theta, \varphi) = K_0 + K_1\sin^2\theta + K_2\sin^4\theta + \sin^6\theta(K_3 + K_4\cos 6\varphi) \quad (7)$$

avec

$$K_1 = k_1 - k_3 - 2k_{33} + k_{23} - 3k_{333} + k_{331}$$
$$K_2 = k_{11} + k_{33} - k_{23} + 3k_{333} + k_{223} - 2k_{331}$$
$$K_3 = k_{331} - k_{223} - k_{333} + \frac{k_{111} + k_{222}}{2}$$
$$K_4 = \frac{k_{111} - k_{222}}{2}.$$

4. **Symétrie uniaxe.** — Si on prend l'axe de symétrie comme axe oz, toutes les directions contenues dans un plan perpendiculaire à oz sont équivalentes ; ceci implique nécessairement :

$$k_1 = k_2 \quad k_{11} = k_{22} \quad k_{111} = k_{222} \quad k_{112} = k_{122}$$
$$k_{23} = k_{31} \quad k_{223} = k_{311} \quad k_{331} = k_{233}.$$

Si on écrit (1) en tenant compte de ces relations, l'équivalence de toutes les directions du plan perpendiculaire à oz conduit aux conditions :

$$k_0 + k_1(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + k_{11}(\alpha_1^4 + \alpha_2^4) + k_{12}\alpha_1^2\alpha_2^2 + k_{111}(\alpha_1^6 + \alpha_2^6) + k_{112}(\alpha_1^4\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_2^4) = C^{te}$$

et

$$k_{23}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + k_{223}(\alpha_1^4 + \alpha_2^4) + k_{123}\alpha_1^2\alpha_2^2 = C^{te}.$$

On montre sans difficulté qu'elles sont satisfaites pour des valeurs quelconques de α_1 et α_2 si on a, pour la première :

$$k_{12} = 2k_{11} \quad \text{et} \quad k_{112} = 3k_{111}$$

et, pour la deuxième

$$k_{123} = 2k_{223}.$$

On peut alors en tenant compte de $\alpha_3 = \cos\theta$, mettre (1) sous la forme :

$$F(\theta) = K_0 + K_1\sin^2\theta + K_2\sin^4\theta + K_3\sin^6\theta \quad (8)$$

avec

$$K_1 = k_1 - k_3 - 2k_{33} + k_{23} - 3k_{333}$$
$$K_2 = k_{11} - k_{33} - k_{23} + 3k_{333} - k_{223}$$
$$K_3 = k_{111} - k_{333} - k_{223}.$$

En comparant (7) et (8) on retrouve le fait bien connu pour l'énergie d'anisotropie d'un ferromagnétique hexagonal de pouvoir s'écrire, jusqu'aux termes du 4e degré, sous la même forme que celle d'un corps à symétrie uniaxe.

5. **Réseau cubique.** — En prenant pour axes de coordonnées les trois arêtes du cube et en écrivant que ces trois directions sont équivalentes, on obtient :

$$k_1 = k_2 = k_3, \qquad k_{11} = k_{22} = k_{33}.$$
$$k_{12} = k_{23} = k_{31}, \qquad k_{111} = k_{222} = k_{333}$$
$$k_{112} = k_{223} = k_{331} = k_{122} = k_{233} = k_{311}$$

et (1) devient :

$$F(\alpha_i) = k_0 + k_1\sum\alpha_i^2 + k_{11}\sum\alpha_i^4 + k_{12}\sum\alpha_i^2\alpha_j^2 + k_{111}\sum\alpha_i^6 + k_{112}(\sum\alpha_i^4\alpha_j^2 + \sum\alpha_i^2\alpha_j^4) + k_{123}\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2$$

qu'on peut transformer en utilisant les relations (2) et en tenant compte de la relation

$$\sum\alpha_i^4\alpha_j^2 + \sum\alpha_i^2\alpha_j^4 = 3\sum\alpha_i^2\alpha_j^2 - 9\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2$$

en :

$$F(\alpha_i) = K_0 + K_1 \sum \alpha_i^2 \alpha_j^2 + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \qquad (9)$$

formule bien connue pour les corps cubiques [1], dans laquelle on a :

$$K_1 = k_{12} - 2k_{11} - 3k_{111} + 3k_{112}$$

$$K_2 = 3k_{111} - 9k_{112} + k_{123}.$$

Expression générale du coefficient de la loi d'approche en $1/H^2$. — Les considérations ci-dessus montrent que la formule (1) permet, à partir de considérations élémentaires, de dériver toutes les expressions classiques de l'énergie magnétocristalline pour les différentes symétries cristallographiques usuelles.

Dans ce qui suit, nous nous proposons, à partir de (1), limitée aux termes du 4e degré, de calculer, par la méthode de Becker-Döring [6] l'expression la plus générale dans la loi d'approche à la saturation d'un ferromagnétique polycristallin du coefficient du terme en $1/H^2$, qui dépend des rotations de l'aimantation contre les forces magnétocristallines et sans nous occuper ici des interactions entre cristallites, dont la contribution est bien connue [7, 8].

En gardant les notations de Becker et Döring, l'énergie libre s'écrit :

$$E = F(\alpha_i) - HI_s \sum \alpha_i \beta_i$$

I_s désignant le vecteur aimantation, H le champ intérieur et les β_i les cosinus directeurs du champ par rapport aux axes cristallographiques. La loi d'approche à la saturation s'écrit alors, pour les rotations pures :

$$I = I_s \left(1 - \frac{1}{H^2 I_s^2} \cdot \frac{G}{2} \cdot \frac{1}{2} \sum A_i^2\right)$$

G désignant un coefficient qui traduit les effets des interactions entre les cristallites [8] et qui est de l'ordre de 1 pour les valeurs usuelles du champ. On a par ailleurs [6] :

$$\sum A_i^2 = \sum F_i^2 - (\sum F_i \beta_i)^2 \qquad (10)$$

en posant :

$$F_i = \left(\frac{\partial F}{\partial \alpha_i}\right)_{\alpha_i = \beta_i}.$$

De (1) on tire :

$$F_i = 2k_i \beta_i + 4k_{ii} \beta_i^3 + 2k_{ij} \beta_i \beta_j^2 + 2k_{ki} \beta_k^2 \beta_i$$

d'où

$$F_i \beta_i = 2k_i \beta_i^2 + 4k_{ii} \beta_i^4 + 2k_{ij} \beta_i^2 \beta_j^2 + 2k_{ki} \beta_k^2 \beta_i^2.$$

Les différentes opérations indiquées par (10) conduisent après réduction et calcul des moyennes des différents produits des cosinus directeurs à l'expression générale :

$$\begin{aligned}\frac{1}{2}\sum A_i^2 = \frac{4}{315}[&21(\sum k_i^2 - \sum k_i k_j) \\ &+ 12(\sum k_{ii}^2 - \sum k_{ii} k_{jj}) + (\sum k_{ij}^2 - \sum k_{ij} k_{jk}) \\ &+ 18(2\sum k_i k_{ii} - \sum k_i k_{jj} - \sum k_i k_{kk}) \\ &+ 3(\sum k_i k_{ij} + \sum k_i k_{ki} - 2\sum k_i k_{jk}) \\ &- 2(\sum k_{ii} k_{ij} + 2\sum k_{ii} k_{jk} + \sum k_{ii} k_{ki}) \\ &+ 8\sum k_{ii}^2 + 2\sum k_{ij}^2],\end{aligned}$$

utilisable telle que dans le cas du *réseau orthorhombique*. Pour les autres types de réseau, si on utilise les relations données plus haut entre les coefficients k_i, k_{ii}, k_{ij} et les constantes d'anisotropie K_i, on en déduit facilement :

1. Pour le réseau quadratique :

$$\frac{1}{2}\sum A_i^2 = \frac{4}{315}(21K_1^2 + 32K_2^2 + 3K_3^2 + 48K_1 K_2 + 6K_1 K_3 + 8K_2 K_3).$$

2. Pour le réseau hexagonal, et plus généralement, puisqu'on se limite aux termes du 4e degré, pour la symétrie uniaxe :

$$\frac{1}{2}\sum A_i^2 = \frac{4}{315}(21K_1^2 + 32K_2^2 + 48K_1 K_2)$$

expression que l'un de nous a déjà calculée par ailleurs [3].

3. Pour le réseau cubique :

$$\frac{1}{2}\sum A_i^2 = \frac{8}{105} K_1^2$$

expression bien connue, dont l'un de nous a montré antérieurement [3] que l'approximation n'était pas toujours suffisante pour rendre compte des résultats expérimentaux. Il peut être nécessaire alors de tenir compte des termes du 6e degré ; il est évidemment plus simple dans ce cas de conduire le calcul à partir de l'expression de $F(\alpha_i)$ pour les corps cubiques [3].

Manuscrit reçu le 4 août 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Becker-Döring, Ferromagnetismus, Springer-Verlag Berlin, 1939, p. 112.
[2] Gans (R.) et Czerlinsky (E.), *Schr. Konigsberg. gel. Ges., Naturwiss. Kl.*, 1932, **9**, 1.
[3] Danan (H.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 1822.
[4] Mason (W. P.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 302.
[5] Guillaud (C.), *Thèse*, Strasbourg, 1943.
[6] Becker-Döring, *loc. cit.*, p. 168.
[7] Holstein (T.) et Primakoff (H.), *Phys. Rev.*, 1941, **59**, 388.
[8] Néel (L.), *J. Physique Rad.*, 1948, **9**, 193.

STRUCTURE DE BANDES DES CRISTAUX DE TYPE WURTZITE TRANSITIONS OPTIQUES INTRINSÈQUES DANS LE CdS.

Par M. BALKANSKI
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, Paris.

et

J. DES CLOIZEAUX,
Centre d'Études Nucléaires de Saclay (1).

Résumé. — La structure de bande près du centre de la zone de Brillouin pour des cristaux de type wurtzite est déduite des considérations de la théorie des groupes. Le CdS est pris comme exemple concret de cette étude théorique dont les déductions sont comparées aux faits expérimentaux concernant ce corps. L'introduction du couplage spin-orbite donne 3 bandes de valence complexes à l'origine desquelles se trouvent les niveaux $3p$ du soufre. Le maximum de la bande de valence supérieure est situé au centre de la zone de Brillouin et les 2 bandes de valences inférieures ont chacune 6 minima au voisinage de $\boldsymbol{k} = 0$. La bande de conduction formée à partir des niveaux $5s$ de cadmium a 6 minima au voisinage de $\boldsymbol{k} = 0$. Les transitions optiques au voisinage de la limite d'absorption concernent à la fois les transitions de bande à bande et les transitions qui ont pour résultat la création d'excitons. Un second article traite le problème de l'exciton dans les cristaux de type wurtzite.

Abstract. — The band structure near the center of the Brillouin zone for wurtzite-type crystals is deduced from group theory considerations. CdS is taken as an example and the theoretical conclusions are compared to some experimental results. The introduction of spin orbit coupling leads to three complex valence bands originating from the sulphur $3p$ levels. The maximum of the uppermost valence band is at the center of the Brillouin zone and the two lower valence bands have six maxima near $\boldsymbol{k} = 0$. The conduction band originating from $5s$ cadmium levels has six minima near $\boldsymbol{k} = 0$. The optical transitions near the absorption edge include the band to band transitions as well as the exciton creation. A second article deals with the exciton problem in wurtzite-type crystals.

1. **Introduction.** — Les très nombreuses données expérimentales, accumulées ces dernières années sur les spectres d'absorption et d'émission au voisinage de la limite d'absorption dans le CdS, réclament une interprétation basée sur une connaissance plus poussée de la structure des bandes d'énergie. Récemment Birman [1] a donné quelques indications sur la structure des bandes au centre de la zone de Brillouin. Hopfield [2, 3] aussi a été amené à des conclusions analogues dans l'interprétation des mesures récentes de spectres de réflexion optique [3] et de luminescence.

Ces auteurs supposent la bande de valence constituée de niveaux p et la bande de conduction constituée de niveaux s avec des extrema à $\boldsymbol{k} = (0, 0, 0)$ dans la zone de Brillouin. Le champ cristallin et le couplage spin orbite lèvent la dégénérescence des niveaux p de la bande de valence qui forment alors 3 bandes distinctes. En se basant sur ce modèle on peut tirer des règles de sélection, des propriétés de symétrie associées aux bandes. En particulier, celles-ci indiquent que les transitions optiques correspondant au passage d'un électron de la bande de valence la plus élevée à la bande de conduction (transition $\Gamma_9 \rightarrow \Gamma_7$) ne sont permises que si la lumière absorbée est polarisée perpendiculairement à l'axe du cristal et que les autres transitions optiques de la bande de valence à la bande de conduction (transition $\Gamma_7 \rightarrow \Gamma_7$) sont permises quelle que soit la polarisation de la lumière absorbée. Ceci explique le dichroïsme observé [4,5] pour la limite d'absorption.

La séparation entre les bandes de valence supérieures est donnée directement par la mesure de l'écart entre les deux limites d'absorption, que l'on observe en lumière polarisée, la polarisation de la lumière incidente étant soit parallèle, soit perpendiculaire à l'axe du cristal. Quant à la séparation entre les deux bandes de valences inférieures Γ_7 et Γ_7, elle n'est connue qu'indirectement et à condition d'admettre que l'énergie de liaison des excitons formés à partir de chacune des deux bandes de valence est identique. Hopfield et Thomas estiment cette séparation à 0.058 eV, mais leur hypothèse de départ semble encore douteuse. La connaissance des deux séparations peut alors permettre d'évaluer numériquement les contributions du couplage spin orbite et du champ cristallin.

Par ailleurs, au voisinage de la limite d'absorption on doit observer des raies intenses dues à la création d'excitons.

Le problème de l'exciton dans le CdS est direc-

(1) Actuellement School of Science and Engineering, La Jolla, Californie.

tement lié à la structure de bande au centre de la zone de Brillouin. Beaucoup de spectres d'absorption optique au voisinage de la limite d'absorption ont été interprétés comme des spectres d'exciton [6] souvent à cause de leur structure hydrogénoïde. Dans bien des cas cet argument n'est pas suffisant : des impuretés peuvent également donner lieu à des spectres d'absorption hydrogénoïdes ; il s'ensuit que beaucoup de raies qui ne proviennent que des impuretés du cristal ont été attribuées à tort à des excitons.

De nombreuses expériences de luminescence [7] se réfèrent aussi à l'émission de lumière par l'annihilation des excitons. Dans bien des cas, ces résultats peuvent être interprétés dans le cadre de la théorie classique de la luminescence, c'est-à-dire, l'émission serait due à la recombinaison radiative des porteurs libres sur des centres d'impuretés [8]. Nous reviendrons sur ces questions dans un article suivant.

Le caractère complexe des transitions optiques au voisinage des limites d'absorption se manifeste également dans le spectre continu (voir par exemple les spectres d'absorption optique obtenus par Gross et Jacobson). Ce résultat n'a rien d'étonnant. En effet, nous allons montrer dans la suite de cet exposé, que les extrema des bandes d'énergie dans le CdS, ne se trouvent pas exactement à $\boldsymbol{k} = 0$ dans la zone de Brillouin. Cette remarque devrait nous éclairer sur la nature exacte des transitions optiques ; par ailleurs, il faut certainement en tenir compte pour classer les niveaux d'excitons ou d'impuretés. L'étude de la structure des bandes doit donc conduire à des résultats intéressants.

2. **La structure cristalline de CdS et la théorie des groupes.** — Le sulfure de cadmium cristallise dans le système hexagonal du type Wurtzite. Le rapport des axes c/a est égal à 1 624 ($a = 4\,137$ Å et $c = 6\,719$ Å). Le cristal n'admet pas de centre de symétrie. Son groupe ponctuel est C_{6v}^4 ce qui correspond au groupe de l'hexagone plan. Les vecteurs unitaires portés par les axes trirectangles Ox Oy Oz étant $\boldsymbol{i}$, $\boldsymbol{j}$ et $\boldsymbol{k}$, le réseau de Bravais hexagonal est défini [9] par les vecteurs :

$$\boldsymbol{t}_1 = a\boldsymbol{j}$$

$$\boldsymbol{t}_2 = \frac{\sqrt{3}}{2}a\boldsymbol{i} - \frac{1}{2}a\boldsymbol{j}$$

$$\boldsymbol{t}_3 = c\boldsymbol{k}$$

le réseau réciproque est aussi hexagonal et défini par :

$$\boldsymbol{b}_1 = \frac{4\pi}{\sqrt{3}a}\left(\frac{1}{2}\boldsymbol{i} + \frac{\sqrt{3}}{2}\boldsymbol{j}\right)$$

$$\boldsymbol{b}_2 = \frac{4\pi}{\sqrt{3}a}\boldsymbol{i}$$

$$\boldsymbol{b}_3 = \frac{2\pi}{c}\boldsymbol{k}.$$

Chaque atome d'une sorte possède quatre voisins de l'autre sorte. La maille cristalline contient deux atomes de soufre et deux atomes de cadmium

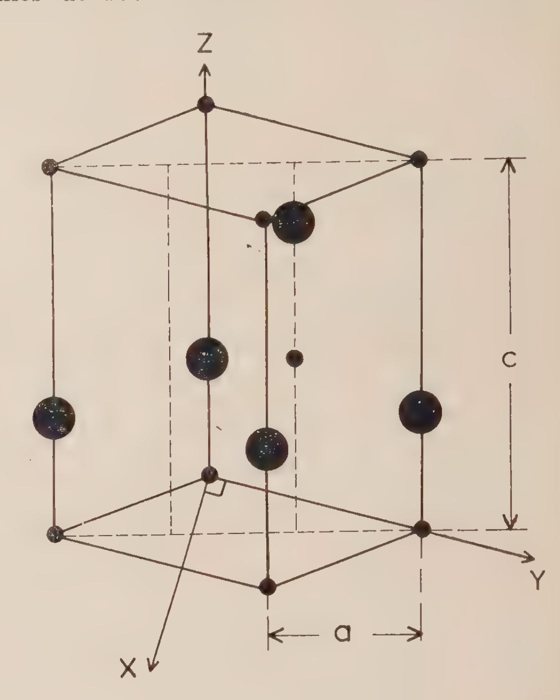


Fig. 1. — La maille cristalline de CdS contenant 2 atomes de soufre et 2 atomes de cadmium. $a = 4\,137$ Å et $c = 6\,719$ Å.

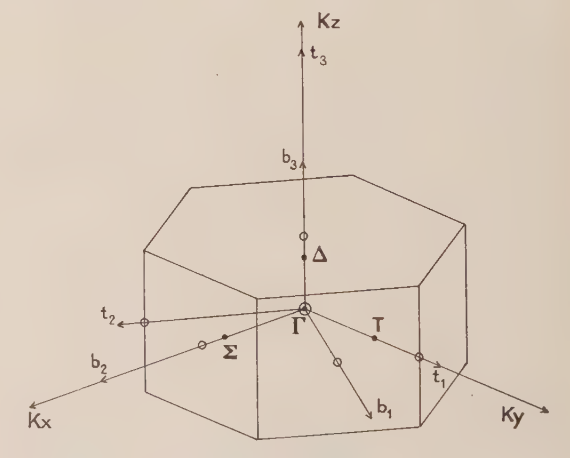


Fig. 2. — La zone de Brillouin dans le CdS, structure Wurtzite.

(*fig.* 1). La zone de Brillouin est un prisme à base hexagonale (*fig.* 2). Le centre Γ de la zone de Brillouin possède toutes les symétries du groupe ponctuel du cristal (groupe de symétries de l'hexa-

gone plan). En un point quelconque de la zone de Brillouin, le groupe du vecteur $\boldsymbol{k}$ se réduit au groupe des translations du réseau réel. Les caractères des représentations irréductibles Γ associées au groupe ponctuel sont donnés dans le tableau 1.

Γ_1, Γ_2, Γ_3, Γ_4, Γ_5, Γ_6 sont les représentations irréductibles associées au groupe simple. Dans un système à symétrie sphérique, ces représentations correspondent à des spins entiers.

Γ_7, Γ_8, Γ_9 sont des représentations supplémentaires associées au double groupe ; ces représentations correspondent à des spins demi-entiers ; Γ_1 est la représentation unité qui est un scalaire ; Γ_7 correspond aux fonctions de spin simples ($D_{1/2}$).

Les différentes classes d'opérateurs de symétrie sont les suivantes :

E : est l'opération identité ;

$\bar{E}$: conserve l'espace mais change le signe des fonctions de spins ;

C_2 : correspond à une rotation de π autour de l'axe hexagonal suivie d'une translation ;

C_3 : rotation de $\pm 2\pi/3$ autour de l'axe hexagonal ;

C_6 : rotation de $\pm \pi/3$ autour de l'axe hexagonal et translation ;

σ' : symétrie par rapport à un plan contenant l'axe hexagonal (il existe 3 plans de cette sorte, faisant des angles de 60°, l'un d'eux est // à l'axe des x) ;

σ'' : symétrie par rapport à un plan contenant l'axe hexagonal et translation (il existe 3 plans de cette sorte, faisant des angles de 60°, l'un d'eux est // à l'axe des y).

L'existence des opérations $\bar{C}_3$ $\bar{C}_6$ $\bar{\sigma}'$ et $\bar{\sigma}''$ découle de considérations sur le groupe double (introduction du spin).

Toute représentation Γ peut être considérée comme une somme de représentations irréductibles Γ_j. Pour chaque classe d'opérateurs de symétrie, le caractère associé à Γ est égal à la somme des caractères associés aux représentations irréductibles Γ_j qui la constituent.

TABLEAU I

	E	$\bar{E}$	$2C_2$	$2C_3$	$\overline{2C_3}$	$2C_6$	$\overline{2C_6}$	$3(\sigma' \bar{\sigma}')$	$3(\sigma'' \bar{\sigma}'')$
$\Gamma_1(z)$	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Γ_2	1	1	1	1	1	1	1	-1	-1
Γ_3	1	1	-1	1	1	-1	-1	-1	1
Γ_4	1	1	-1	1	1	-1	-1	1	-1
$\Gamma_5(x, y)$	2	2	-2	-1	-1	1	1	0	0
Γ_6	2	2	2	-1	-1	-1	-1	0	0
Γ_7	2	-2	0	1	-1	$\sqrt{3}$	$-\sqrt{3}$	0	0
Γ_8	2	-2	0	1	-1	$-\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$	0	0
Γ_9	2	-2	0	-2	2	0	0	0	0

De même, les caractères du produit de deux représentations sont les produits des caractères correspondants des représentations facteurs.

Ces simples remarques permettent en général de décomposer facilement toute représentation, en représentations irréductibles.

En introduisant le spin dans les fonctions de Bloch, on obtient en particulier les représentations du groupe double suivant :

Γ_i	Γ_1	Γ_2	Γ_3	Γ_4	Γ_5	Γ_6
$\Gamma_i \times D_{1/2} = \Gamma_i \times \Gamma_7$	Γ_7	Γ_7	Γ_8	Γ_8	$\Gamma_7 + \Gamma_9$	$\Gamma_8 + \Gamma_9$

Ce tableau indique les dégénérescences qui sont levées par introduction du spin.

Remarquons par ailleurs que lorsque l'on peut observer une transition optique, l'élément de matrice qui est un scalaire doit correspondre à la représentation Γ_1. Mais l'opérateur associé à la transition est de la forme :

$$H_e = i \frac{e\hbar}{mc} \boldsymbol{A} \nabla$$

$\boldsymbol{A}$ étant le potentiel vecteur.

Lorsque le champ électrique $\vec{\mathcal{E}}$ est orienté parallèlement à l'axe du cristal, l'opérateur de transition correspond à la représentation Γ_1 et lorsque le champ électrique $\vec{\mathcal{E}}$ est orienté $\perp$ à l'axe du cristal $\boldsymbol{c}$, cet opérateur correspond à la représentation Γ_5. Pour s'en convaincre, il suffit de transformer ces opérateurs en effectuant les symétries qui laissent le cristal invariant ; les caractères des différentes représentations étant donnés dans le tableau I. Par conséquent, aux transitions optiques correspondantes, on doit associer les représentations : Γ_1

lorsque la lumière incidente est polarisée // à l'axe du cristal ; Γ_5 lorsque la lumière incidente est polarisée $\perp$ à l'axe du cristal.

Lorsqu'on s'éloigne du centre de la zone de Brillouin, le nombre des symétries diminue. Des représentations irréductibles au centre de la zone de Brillouin deviennent réductibles en dehors du centre. Pour l'axe Ok_z, pas de changement de symétries $\Gamma_i \rightarrow \Delta_i$

$$\text{Axe } Ok_x \begin{cases} \Gamma_7 \rightarrow \Sigma_3 + \Sigma_4 \\ \Gamma_9 \rightarrow \Sigma_3 + \Sigma_4 \end{cases}$$

$$\text{Axe } Ok_y \begin{cases} \Gamma_7 \rightarrow T_3 + T_4 \\ \Gamma_9 \rightarrow T_3 + T_4. \end{cases}$$

Voir F. W. Quelle [9].

3. Structure de bande de CdS déduite des considérations de la théorie de groupe.

A. Structure de la bande au centre de la zone de Brillouin. — a) *Généralités.* — Les cristaux de CdS peuvent être considérés comme partiellement ioniques (Cd^{++} S^{--}). La bande de valence qui reflète le caractère ionique est constituée des niveaux $3p$ du soufre. Les cristaux de CdS possédant un axe privilégié, le champ cristallin lève la dégénérescence entre les orbitales $3p$ il en est de même pour les fonctions d'onde $3p$ de la bande de valence, relatives au centre de la zone de Brillouin. Même en l'absence de couplage spin orbite, des dégénérescences sont levées ; à ces états correspondent alors les représentations Γ_5 et Γ_1. Quant aux niveaux $3s$ du soufre, ils forment une bande encore plus profonde et la fonction d'onde $3s$ de vecteur d'onde nul ($\boldsymbol{k} = 0$) appartient à la représentation Γ_1. La bande de conduction la plus basse proviendrait des niveaux $5s$ du cadmium auxquels correspondent pour $\boldsymbol{k} = 0$ la représentation irréductible Γ_1.

Si donc, on néglige le couplage spin orbite, on obtient au centre de la zone de Brillouin la décomposition suivante :

Bande de conduction	$s \rightarrow \Gamma_1$	(1)
Bande de valence	$p_x,\ p_y \rightarrow \Gamma_5$	(2)
	$p_z \rightarrow \Gamma_1$	(1)
	$s \rightarrow \Gamma_1.$	(1)

Les chiffres entre parenthèses indiquent le degré de la représentation et par conséquent la dégénérescence des niveaux correspondants.

Le rapport c/a dans le CdS est inférieur au rapport théorique de la structure hexagonale compacte ; ceci indique, comme l'a signalé Dresselhaus [10] que la partie supérieure de la bande de valence est constituée des états $\Gamma_5(p_x, p_y)$ doublement dégénérés car l'orbitale p_z dirigée suivant l'axe c, et associée à l'état Γ_1 est plus fortement liée que les autres orbitales de l'ion Cd.

L'introduction du spin double le nombre des niveaux et le couplage spin orbite, scinde les niveaux Γ_5, ce qui donne pour le centre de la zone de Brillouin le schéma de la figure 3, le nombre M

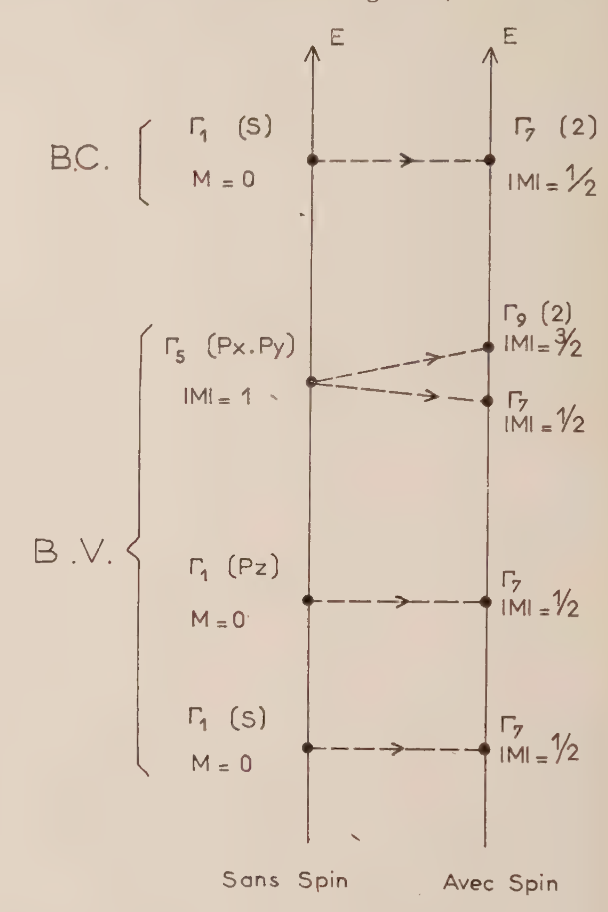


Fig. 3. — Positions respectives des niveaux $\Gamma_1(s)$; $\Gamma_5(p_x, p_y)$, $\Gamma_1(p_z)$ et $\Gamma_1(s)$ sans interaction spin-orbite et des niveaux Γ_7, Γ_9, Γ_7 et Γ_7 résultant de l'interaction spin-orbite.

indiqué sur cette figure est le nombre quantique associé aux rotations autour de l'axe hexagonal. Le dédoublement dû à l'intervention du spin s'écrit :

$$\Gamma_5 \times D_{1/2} \rightarrow \Gamma_7 + \Gamma_9$$

$$\Gamma_1 \times D_{1/2} \rightarrow \Gamma_7.$$

L'étude précise du couplage spin orbite montre que le niveau Γ_9 est le niveau le plus élevé de la bande de valence. En effet, des considérations de symétrie indiquent que pour un état électronique de représentation Γ_9, le moment orbital et le spin de l'électron sont parallèles. Montrons alors que cette situation correspond à une énergie maximum. Soit U l'opérateur qui représente dans l'hamiltonien le couplage spin-orbite. L'élément de matrice U_{12} entre deux fonctions de Bloch Ψ_1 et Ψ_2 peut s'écrire [11] ainsi :

$$U_{12} = \frac{\hbar^2}{4m^2c^2} < \Psi_2|(\boldsymbol{\sigma} \wedge \nabla V) . \boldsymbol{P}|\Psi_1 > \qquad (1)$$

Ψ_1 et Ψ_2 doivent avoir mêmes vecteurs d'onde, sinon l'élément de matrice serait nul. Ces fonctions peuvent s'exprimer comme une somme de fonctions de Wannier W_{A_1} et W_{A_2} centrées sur les cellules A. En première approximation, les termes qui font intervenir des fonctions de Wannier centrées sur des cellules différentes, peuvent être négligés, ainsi :

$$U_{12} \simeq \frac{\hbar^2}{4m^2 c^2} < W_{A_2}|(\boldsymbol{\sigma} \wedge \boldsymbol{\nabla} V) . \boldsymbol{P}|W_{A_1} > \qquad (2)$$

A étant une cellule quelconque.

Comme Ψ_1 et Ψ_2 appartiennent à la bande de valence, W_{A_1} et W_{A_2} sont sensiblement des fonctions p centrées sur les atomes de soufre. Prenons alors dans la cellule A, l'atome de soufre comme origine. Si nous calculions l'élément de matrice U_{12}, les contributions les plus importantes proviendraient des régions de l'espace, situées autour de l'atome de soufre.

Supposons alors le potentiel approximativement sphérique dans cette région : $V(\boldsymbol{r}) \simeq V(r)$

$$\boldsymbol{\nabla} V = \frac{\partial V}{\partial r} \frac{\boldsymbol{r}}{r}$$

soit $\boldsymbol{L} = \boldsymbol{r} \wedge \boldsymbol{p}$ le moment orbital

$$U_{12} = \frac{\hbar^2}{4m^2 c^2} < W_{A_2} \left| \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} (\boldsymbol{\sigma} . \boldsymbol{L}) \right| W_{A_1} >. \qquad (3)$$

Le noyau de l'atome de soufre étant positif, le potentiel d'un électron croît avec la distance

$$\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} > 0.$$

Le coefficient de $\boldsymbol{\sigma} . \boldsymbol{L}$ est donc bien positif dans l'élément de matrice. Considérons alors le niveau Γ_9 au centre de la zone de Brillouin, la contribution du couplage spin orbite à l'énergie de ce niveau vaudra au premier ordre U_{Γ_9,Γ_9} et sera donc positif et maximum en valeur absolue puisque pour cet état le moment orbital et le spin sont parallèles.

Il n'en est pas de même pour un niveau Γ_7 et l'on aura toujours $U_{\Gamma_7,\Gamma_7} < U_{\Gamma_9,\Gamma_9}$; ceci indique que la bande de valence Γ_9 doit se trouver au-dessus des bandes Γ_7.

b) Étude théorique de la séparation des niveaux de valence. — Dans le CdS, les bandes de valence doivent être associées aux niveaux $3p$ du soufre. Or la fonction p_z étant associée à la représentation Γ_1 peut être couplée à des fonctions S par l'intermédiaire du champ cristallin. En fait le couplage est faible et l'on peut admettre qu'il ne modifie pas de façon sensible la forme de p_z particulièrement au voisinage des noyaux. Un calcul de perturbation au premier ordre montre que l'influence du champ cristallin se traduit simplement par un abaissement de l'énergie du niveau p_z par rapport aux niveaux p_x et p_y. En effet, puisque c/a est inférieur à la valeur du réseau idéal les fonctions p_z sont plus fortement liées que les fonctions p_x et p_y.

Précisons par un calcul simple la forme exacte des fonctions d'onde et des énergies pour les fonctions p au centre de la zone de Brillouin. Les fonctions propres de la bande de valence sont approximativement solutions de l'hamiltonien simplifié suivant :

$$H = 2a\boldsymbol{\sigma} . \boldsymbol{L} - b|p_z > < p_z| \qquad a > 0 \quad b > 0. \qquad (4)$$

Cet hamiltonien contient un terme de couplage spin orbite et un terme qui donne l'effet du champ cristallin ; a et b sont des constantes. Soit α et β les fonctions de spin $+1/2$ et $-1/2$.

Posons par ailleurs :

$$p^+ = (p_x + ip_y)/\sqrt{2} \qquad p^- = (p_x - ip_y)/\sqrt{2}$$

et choisissons comme base les fonctions suivantes

$$\left| \begin{array}{ll} \varphi_1^+ = p^+ \alpha & m = 3/2 \\ \varphi_1^- = p^- \beta & m = -3/2 \end{array} \right| j = 3/2 \quad \Gamma_9$$

$$\left| \begin{array}{ll} \varphi_2^+ = \sqrt{1/3}\, p^+ \beta + \sqrt{2/3}\, p_z \alpha & m = 1/2 \\ \varphi_2^- = \sqrt{1/3}\, p^- \alpha + \sqrt{2/3}\, p_z \beta & m = -1/2 \end{array} \right| j = 3/2 \quad \Gamma_7 \qquad (5)$$

$$\left| \begin{array}{ll} \varphi_3^+ = \sqrt{2/3}\, p^+ \beta - \sqrt{1/3}\, p_z \alpha & m = 1/2 \\ \varphi_3^- = -\sqrt{2/3}\, p^- \alpha + \sqrt{1/3}\, p_z \beta & m = -1/2 \end{array} \right| j = 1/2 \quad \Gamma_7$$

Nous pouvons expliciter le terme de couplage spin orbite en fonction du nombre quantique j ; nous aurons :

$$2\boldsymbol{\sigma} . \boldsymbol{L} = j(j+1) - (11/4). \qquad (6)$$

L'hamiltonien H ne peut coupler que des fonctions de même nombre quantique M. Il s'ensuit que les fonctions propres de H peuvent s'écrire ainsi :

$$\begin{array}{ll} 1) & \varphi_1^\pm \text{ car } H\varphi_1^\pm = a\varphi_1^\pm \quad \text{avec} \quad E_1 = a \\ 2) & \Psi^\pm = A\varphi_2^\pm + B\varphi_3^\pm \end{array} \qquad (7)$$

A et B sont des coefficients à déterminer.

Dans l'une des représentations $(\varphi_2^+ \, \varphi_3^+)$ ou $(\varphi_2^- \, \varphi_3^-)$ H s'écrit :

$$H = \left\| \begin{array}{cc} a - 2b/3 & -b\sqrt{2}/3 \\ -b\sqrt{2}/3 & -2a - b/3 \end{array} \right\|. \qquad (8)$$

L'équation aux valeurs propres permet le calcul des énergies E_2 et E_3. ($E_2 > E_3$). On obtient alors entre les niveaux les séparations suivantes :

$$\left| \begin{array}{l} E_1 - E_2 = \dfrac{3a+b}{2} - \dfrac{1}{2}\sqrt{8a^2 + (a-b)^2} \\ E_2 - E_3 = \sqrt{8a^2 + (a-b)^2} \quad \text{avec} \quad E_1 = a. \end{array} \right. \qquad (9)$$

Il est facile de voir que E_1 et E_2 restent voisins. En effet soit $y = (E_1 - E_2)/(E_2 - E_3)$, nous aurons toujours $y \leqslant (\sqrt{3} - 1)/2 = 0{,}366$, la valeur maximum de y étant atteinte pour $b = 3a$. Ce calcul indique approximativement la position des différents niveaux Γ_9 et Γ_7 d'énergies E_1, E_2 et E_3 (*fig.* 3). On pourrait de même calculer A et B en fonction de a et b et en déduire une forme approchée des fonctions d'onde.

B. Forme des bandes au voisinage du centre de la zone de Brillouin. — Les niveaux Γ_7 et Γ_9 sont chacun doublement dégénérés au centre de la zone de Brillouin et cette dégénérescence subsiste lorsqu'on reste sur l'axe Ok_z. Il n'en est plus de même lorsqu'on se place en un point quelconque de la zone de Brillouin. En particulier, la dégénérescence est levée lorsqu'on se déplace sur les axes Ok_x et Ok_y. Les caractères des nouvelles représentations irréductibles du groupe ponctuel sont données dans les tableaux II et III, d'après Quelle [9].

TABLEAU II

Axe Ok_x

	E	$\bar{E}$	σ'	$\bar{\sigma}'$
Σ_1	1	1	1	1
Σ_2	1	1	— 1	— 1
Σ_3	1	— 1	1	— 1
Σ_4	1	— 1	— 1	1

TABLEAU III

Axe Ok_y

	E	$\bar{E}$	σ''	$\bar{\sigma}''$
T_1	1	1	1	1
T_2	1	1	— 1	— 1
T_3	1	— 1	1	— 1
T_4	1	— 1	— 1	1

Si l'on se déplace sur l'axe Ok_z, le nombre d'opérations de symétries ne change pas et il y a correspondance biunivoque entre les représentations Γ_j relatives au centre de la zone de Brillouin et $\Delta_j(k_z)$ relatives à un point de l'axe des Ok_z.

En comparant les caractères des représentations irréductibles données sur le tableau I et sur les tableaux II et III, on obtient les correspondances suivantes pour les différents axes

Ok_x $\quad \Gamma_7(2) \rightarrow \Sigma_3(1) + \Sigma_4(1) \qquad \Gamma_9(2) \rightarrow \Sigma_3(1) + \Sigma_4(1)$

Ok_y $\quad \Gamma_7(2) \rightarrow T_3(1) + T_4(1) \qquad \Gamma_9(2) \rightarrow T_3(1) + T_4(1)$

Ok_z $\quad \Gamma_7(2) \rightarrow \Delta_7(2) \qquad \Gamma_9(2) \rightarrow \Delta_9(2).$ (10)

Ici le chiffre entre parenthèses représente les dégénérescences associées à la représentation. Suivant l'axe Ok_z, on peut donc supposer que les extrema des bandes se trouvent au centre de la zone de Brillouin et que notamment la bande de valence possède 3 maxima centrés à $\boldsymbol{k} = 0$ provenant des états p et associés aux représentations Γ_9, Γ_7 et Γ_7. On peut ajouter aussi un maximum provenant de l'état s et associé à la représentation Γ_7. Pour les deux autres axes Ok_x et Ok_y on ne peut pas s'attendre à avoir des extrema au centre de la zone de Brillouin $\boldsymbol{k} = 0$, sauf pour le point Γ_9 (voir *fig.* 4).

En effet, effectuons un renversement du temps ; nous savons alors qu'à une fonction d'onde $\varphi(r)$ fonction propre d'un hamiltonien H doit correspondre la fonction $- i\sigma_y \varphi^*(r)$ de même énergie [12]. Dans cette expression σ_y est la deuxième matrice de Pauli $\sigma_y = \begin{vmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{vmatrix}$. Dans cette opération $\boldsymbol{k}$ est changé en $-\boldsymbol{k}$. Par ailleurs l'examen des caractères de symétrie associés aux représentations Σ_3, Σ_4 et T_3, T_4 montre qu'un renversement du temps équivaut aux transformations suivantes $\Sigma_3 \rightleftarrows \Sigma_4$ et $T_3 \rightleftarrows T_4$. On peut s'en rendre compte de la façon suivante. Soit α et β les fonctions de spin ordinaires ; dans le cristal, ces fonctions sont associées à la représentation Γ_7. L'opérateur qui transforme ces fonctions lorsque l'on effectue une symétrie par rapport à un plan perpendiculaire au vecteur unitaire $\boldsymbol{U}$, (U_x, U_y, U_z) est l'opérateur $\pm \boldsymbol{U\sigma}$, le vecteur $\boldsymbol{\sigma}$ étant un opérateur vectoriel de composantes σ_x, σ_y et σ_z (matrices de Pauli).

Le signe $\pm$ correspond aux deux opérations σ et $\bar{\sigma}$ du double groupe. Il existe alors une fonction φ combinaison linéaire de α et β qui appartient aux représentations Σ_3 ou T_3. Nous aurons (tableaux II et III) :

$$(\boldsymbol{U}.\boldsymbol{\sigma})\ \varphi = \varphi$$

$$(\boldsymbol{U\sigma} \equiv \sigma' \quad \text{ou} \quad \boldsymbol{U\sigma} \equiv \sigma'')$$

et par conséquent

$$(\boldsymbol{U}.\boldsymbol{\sigma}^*)\ \varphi^* \equiv (U_x\,\sigma_x - U_y\,\sigma_y + U_z\,\sigma_z)\ \varphi^* = \varphi^*.$$

Multiplions alors à gauche par l'opérateur $- i\sigma_y$. Tenant compte alors des relations de commutations relatives aux matrices de Pauli, nous obtiendrons facilement l'égalité :

$$\boldsymbol{U\sigma}(- i\sigma_y\ \varphi^*) = -(- i\sigma_y\ \varphi^*).$$

Nous vérifions donc bien que par renversement du temps, on passe des représentations Σ_3 et T_3 aux représentations Σ_4 et T_4, puisque la valeur propre de l'opérateur $\boldsymbol{U}.\boldsymbol{\sigma}$ passe de $+1$ à -1.

Plaçons-nous alors sur l'axe Ok_x. Aux représentations Σ_3 et Σ_4 nous pourrons associer les courbes $E_{\Sigma_3}(k)$ et $E_{\Sigma_4}(k)$. Un renversement du temps correspond à la transformation Σ_3 en Σ_4 et

par conséquent nous aurons $E_{\Sigma_3}(k) = E_{\Sigma_4}(-k)$. Il s'ensuit que les deux courbes se coupent au centre de la zone de Brillouin ($\boldsymbol{k} = 0$). Il en est de même pour les représentations T_3 et T_4 relatives à l'axe Ok_y. Ceci suggère que les pentes des courbes au voisinage de la zone de Brillouin peuvent ne pas être nulles, ce qui conduirait à un point conique au centre de la zone. En effet, éloignons-nous légèrement du centre de la zone de Brillouin, la fonction de Bloch Ψ_k peut s'écrire :

$$\Psi_k = e^{i\boldsymbol{kr}}\, U_k(\boldsymbol{r}). \tag{11}$$

La fonction périodique $U_k(\boldsymbol{r})$ est fonction propre d'un opérateur $H(\boldsymbol{k})$ tel que :

$$H(\boldsymbol{k})\, U_k(\boldsymbol{r}) = E(\boldsymbol{k})\, U_k(\boldsymbol{r}). \tag{12}$$

le vecteur $\boldsymbol{k}$ étant petit, les termes en $\boldsymbol{k}$ apparaissent dans $H(\boldsymbol{k})$ comme une perturbation. Au premier ordre ces termes apparaissent sous la forme $(\boldsymbol{kR})$, $\boldsymbol{R}$ étant un opérateur vectoriel. Soit alors un ensemble de niveaux dégénérés au centre de la zone de Brillouin et correspondant à la représentation Γ_j. Les courbes $E(\boldsymbol{k})$ associées à ces niveaux possèdent des pentes non nulles au centre de la zone de Brillouin si les éléments de matrice de $(\boldsymbol{kR})$ entre les diverses fonctions Ψ_j ne s'annulent pas. Or $\boldsymbol{k}$ étant considéré comme fixe on peut associer à l'opérateur $(\boldsymbol{kR})$ les représentations $\Gamma_{\boldsymbol{k}}$. Comme l'ont montré Parmenter [13] et Dresselhaus [14], il est alors clair qu'il ne peut exister des termes du premier ordre en $\boldsymbol{k}$, dans l'expression de l'énergie que si le produit $\Gamma_j \times \Gamma_k \times \Gamma_j$ contient la représentation unité Γ_1.

Pour les directions Ok_x et Ok_y, nous avons $\Gamma_k = \Gamma_5$

$$\Gamma_7 \times \Gamma_7 \times \Gamma_5 = (\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_5) \times \Gamma_5 = \Gamma_1 + \Gamma_2 + 2\Gamma_5 + \Gamma_6.$$

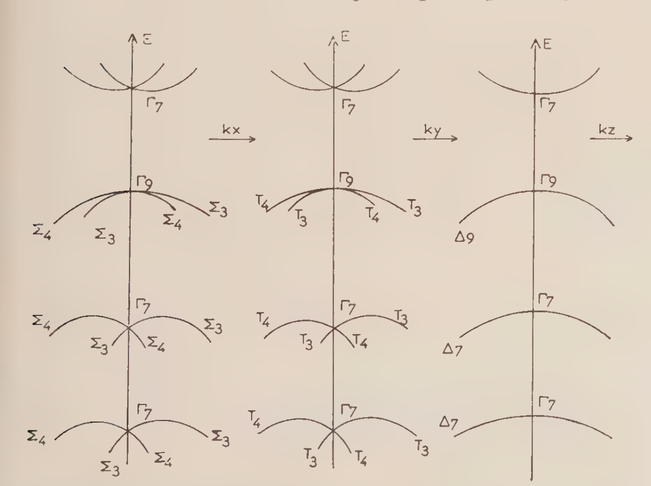


Fig. 4. — Structure de bandes dans le CdS près du centre de la zone de Brillouin dans les directions k_x, k_y et k_z respectivement.

Le résultat contient donc la représentation Γ_1. Le point d'intersection des deux niveaux au centre de la zone de Brillouin est par conséquent un point conique. Par contre pour le niveau supérieur de la bande de valence nous avons :

$$\Gamma_9 \times \Gamma_9 \times \Gamma_5 = (\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \Gamma_4) \times \Gamma_5 = 2\Gamma_5 + 2\Gamma_6$$

l'expression résultante ne contient pas Γ_1 dans ce cas l'intersection des deux niveaux se fait tangentiellement, le maximum de la bande de valence est donc approximativement à $\boldsymbol{k} = 0$.

Le schéma de bande résultant de ces considérations est donné sur la figure 4.

4. Transitions optiques. — Le schéma des bandes étudié dans la section précédente laisse prévoir au moins quatre limites d'absorption optique. En effet, une transition optique correspond au passage d'un électron d'une des bandes de valence vers la bande de conduction ; si la règle $\Delta\boldsymbol{k} = 0$ s'applique, les quatre limites d'absorption doivent correspondre aux transitions verticales des quatre bandes de valence vers la bande de conduction. Cette règle de sélection peut être violée et certaines transitions indirectes peuvent s'effectuer avec émission ou absorption d'un phonon. Ainsi un électron peut passer du haut de la bande de valence au bas de la bande de conduction, même si dans cette transition le vecteur d'onde $\boldsymbol{k}$ n'est pas conservé. De telles transitions prévues par Bardeen, Blatt et Hall [15] ont été observées dans le silicium et le germanium. Elles sont aussi possibles dans le CdS.

Les résultats expérimentaux sur la limite d'absorption dans le CdS pourraient s'expliquer par des transitions provenant des deux bandes de valence supérieures. La distinction entre ces deux bandes est théoriquement facile, car des transitions optiques permises pour l'une restent interdites pour l'autre. En effet, à une lumière polarisée perpendiculairement à l'axe optique du cristal, est associée la représentation Γ_5. Les représentations correspondant aux transitions verticales à $\boldsymbol{k} = 0$ entre la bande de valence supérieure et la bande de conduction sont données par :

$$\Gamma_9 \times \Gamma_7 = \Gamma_5 + \Gamma_6. \tag{13}$$

La représentation résultante contient Γ_5. Pour de la lumière polarisée perpendiculairement à l'axe du cristal ($\vec{\mathcal{E}} \perp \boldsymbol{c}$), les transitions optiques entre ces deux bandes sont donc permises. De telles transitions à partir de la bande inférieure sont aussi permises car :

$$\Gamma_7 \times \Gamma_7 = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_5. \tag{14}$$

La lumière polarisée parallèlement à l'axe optique est associée à la représentation Γ_1 ; par conséquent seules les transitions à partir de la

deuxième bande de valence sont permises pour ce type de polarisation ($\vec{\mathcal{E}}$ // c). Ce fait a été déjà observé expérimentalement par plusieurs auteurs. Des courbes d'absorption qui montrent cet effet dans le CdS à température ordinaire sont tracées sur la figure 5 (résultats non publiés de M. Balkanski et R. D. Waldron).

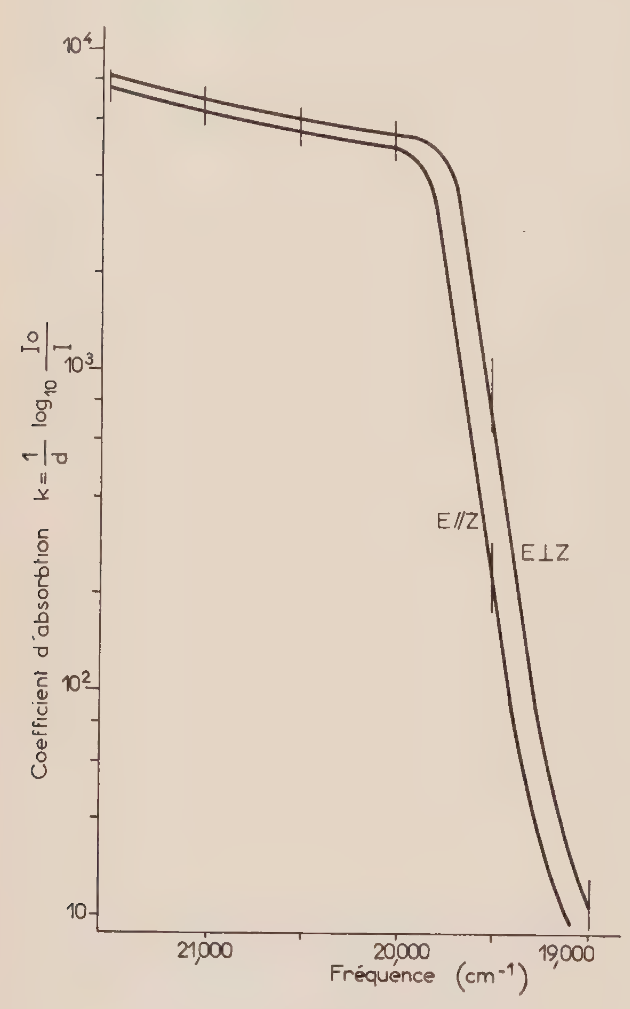


FIG. 5. — Limite d'absorption à température ordinaire dans le CdS pour de la lumière polarisée ayant $\vec{\mathcal{E}}$ // c et $\vec{\mathcal{E}} \perp c$ (résultats non publiés de M. Balkanski et R. Waldron).

Des courbes analogues ont été obtenues par Dutton [16] à des températures descendant jusqu'à 77 °K. La séparation en énergie entre les deux limites d'absorption correspond à la séparation entre les deux bandes de valence supérieures, cette séparation à température ordinaire est de l'ordre de 0,02 eV et serait de 0,016 eV à 4,3 °K si l'on se base sur les spectres d'absorption de Gross et Jacobson. Le spectre d'absorption étudié par ces auteurs au voisinage de la limite d'absorption à 4,3 °K possède une structure complexe (voir *fig.* 6). En partant d'une série de raies fines du côté des basses énergies, on aboutit à une première limite d'absorption à $E_g^{\perp} = 2{,}54$ eV (20 546 cm^{-1}) immédiatement précédée par deux raies relativement plus intenses que les autres. Cette limite est suivie par un autre couple de raies intenses et de nouveau une bande large commençant à $E_{g_1}^{//} = 2{,}56$ eV (20 679 cm^{-1}). Cette bande est suivie d'une autre bande qui débute à $E_{g_2}^{//} = 2{,}57$ eV (20 793 cm^{-1}). Le spectre se termine par une raie élargie et encore une bande dont le front est à $E_{g_3}^{//} = 2{,}58$ eV (20 875 cm^{-1}).

Il est possible de donner d'autres interprétations de ces bandes multiples : admettre qu'elles soient exclusivement dues à des excitons par exemple. Une telle interprétation souffre cependant des objections car les transitions à partir de Γ_9 sont interdites pour la formation d'excitons directs. Par contre, il peut y avoir formation d'excitons indirects, mais la probabilité de transition devrait être faible, car d'une part, dans ce processus il doit y avoir absorption ou émission de phonons et d'autre part, la transition reste presque interdite. Cette transition n'est pas permise pour de la lumière polarisée avec E // c et d'autre part la discussion que nous proposons ici ne doit être considérée que comme une interprétation possible. Elle ne s'imposerait que dans la mesure où le travail expérimental cité (réf. 6) est bon et à condition que la différence d'énergie entre le minimum de la bande de conduction et sa position à $\boldsymbol{k} = 0$ est supérieure à 1×10^{-3} eV.

Le dichroïsme se manifeste par l'existence de deux limites d'absorption $E_g^{\perp}$ et $E_g^{//}$ relatives respectivement aux deux polarisations de la lumière $\vec{\mathcal{E}} \perp \boldsymbol{c}$ et $\vec{\mathcal{E}}$ // $\boldsymbol{c}$. Ce phénomène indique tout de suite que nous avons affaire à des transitions provenant des deux bandes de valence supérieures Γ_9 et Γ_7. Les transitions effectuées avec la lumière polarisée perpendiculairement à l'axe optique et attribuées à la deuxième bande de valence ont un caractère plus complexe, car dans ce cas on observe trois limites d'absorption, chacune précédée d'un état de base d'exciton. Comme on peut facilement le voir sur la figure 7, il est possible d'envisager 3 transitions à partir de la deuxième bande de valence. La première correspondant à l'énergie la plus basse, désignée par 1 dans notre schéma, est une transition indirecte correspondant au passage d'un électron du maximum de la bande de valence au minimum de la bande de conduction avec émission ou absorption d'un phonon. Les transitions de ce type, bien qu'elles ne soient que partiellement permises peuvent donner lieu à des absorptions assez importantes ; c'est d'ailleurs ce qu'on observe dans le germanium et le silicium.

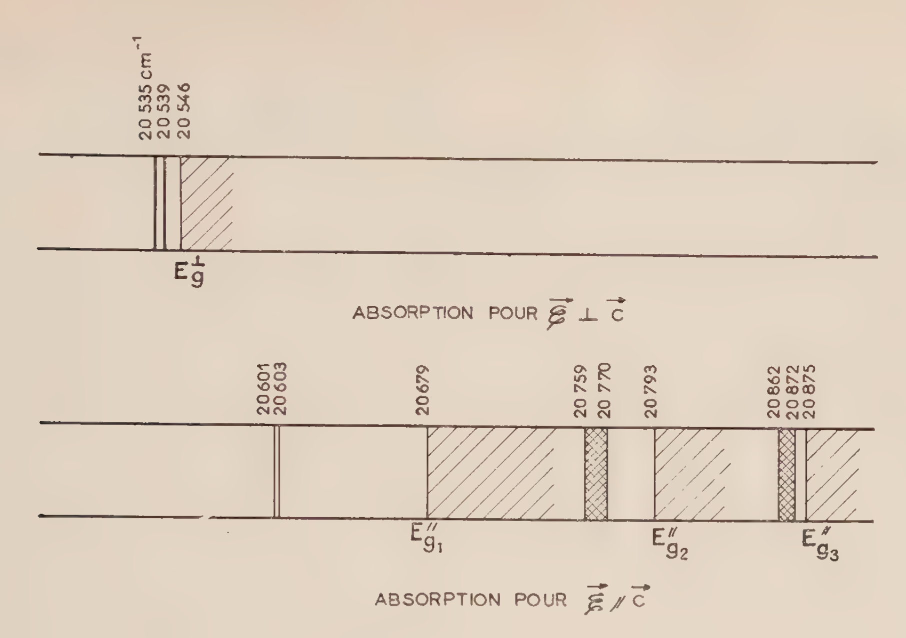


Fig. 6. — Spectre d'absorption dans le CdS (d'après Gross).

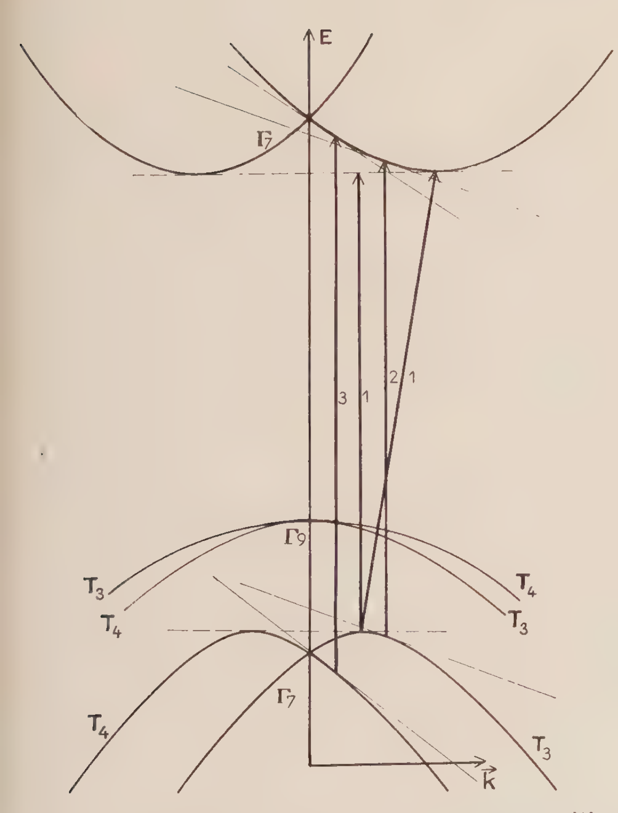


Fig. 7. — Représentation schématique des transitions optiques permises en lumière polarisée $\vec{\mathcal{E}} \parallel \boldsymbol{c}$ indirecte (1) et directes (2 et 3).

Il est possible d'envisager deux autres transitions limites 2 et 3 s'effectuant verticalement ($\Delta \boldsymbol{k} = 0$). Les énergies séparant ces deux dernières limites d'absorption seraient :

$$E^{\parallel}_{g_2} - E^{\parallel}_{g_1} = 0.0142 \text{ eV}$$

$$E^{\parallel}_{g_3} - E^{\parallel}_{g_2} = 0.0102 \text{ eV}.$$

5. **Discussion des résultats.** — En résumé, les résultats d'une analyse fondée sur la théorie des groupes et l'examen de certaines données expérimentales, nous conduisent aux conclusions suivantes. Parmi les bandes de valence et de conduction, une seule présente un maximum au centre de la zone de Brillouin. C'est la bande de valence supérieure ; celle-ci correspond à la représentation Γ_9 pour $\boldsymbol{k} = 0$, par contre, nous avons montré que les autres bandes sont associées à des représentations Γ_7, pour $\boldsymbol{k} = 0$, et présentent des points coniques au centre de la zone de Brillouin. En fait, nous pensons que les maxima des bandes de valence inférieure et les minima de la bande de conduction sont situés au voisinage du centre de la zone de Brillouin. Ceci indique que les transitions optiques d'énergie minimum doivent s'effectuer avec absorption ou émission de phonons quelle que soit la polarisation de la lumière incidente. Cette conclusion doit aussi être valable pour les excitons : cette remarque importante sera développée dans un article suivant.

En conclusion, nous suggérons que les transitions indirectes avec participation des phonons peuvent jouer un rôle important dans l'explication des propriétés optiques du CdS. Ce phénomène déjà bien connu comme dans le cas du silicium et du

germanium est d'ailleurs probablement tout à fait général.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été possible, pour une part, grâce à l'aide du Laboratoire de Recherches Aéronautiques Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, par l'intermédiaire de European Office, Air Research and Development Command, auquel nous exprimons notre reconnaissance.

Manuscrit reçu le 19 septembre 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Birman (J. L.), *Phys. Rev.*, Letters, 1959, **2**, 157.
[2] Hopfield (J. J.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1958, **3**, 409.
[3] Thomas (D. G.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1959, **4**, 154.
[4] Dutton (D.), *J. Phys. Chem. Solids*, 1958, **6**, 101.
[5] Balkanski (M.) et Waldron (R.), *Phys. Rev.*, 1958, **112**, 123.
[6] Gross (E. F.) et Jacobson (M. A.), *Dokl. Akad. Nauk*, U. S. S. R., 1955, **102**, 485.
[7] Voir par exemple Grillot (E.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, *822* ; *J. Chem. Physics*, 1958, **55**, 642.
[8] Lambe (J.), Klick (C. C.) et Dexter (D. L.), *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 1715.
[9] Quelle (F. W.), M. I. T. Quaterly Progress Report, July 1958.
[10] Dresselhaus (G.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 135.
[11] Schiff (L. I.), Quantum mecanics, p. 333, McGraw-Hill Book Company, Inc., 1955.
[12] Messiah (A.), Mécanique Quantique, tome II, p. 572, Dunod, Paris, 1960.
[13] Parmenter (R. N.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 573.
[14] Dresselhaus (G.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 580.
[15] Bardeen (J.), Blatt (F. J.) et Hall (L. H.), Photoconductivity Conference (1954-1956). J. Wiley, New York.
[16] Dutton (D.), *Phys. Rev.*, 1958, **112**, 785.

REVUE DES LIVRES

Lecorguillier (J.), Ingénieur E. S. E. **Les redresseurs de courant dans l'industrie,** (1 vol., 16 × 25 cm, 284 p, Eyrolles, Paris 1956, 27,47 NF).

Ce livre permet aux ingénieurs de trouver rassemblés des renseignements techniques sur tous les genres de redresseurs, de courant et de leur dispositifs d'alimentation. On y trouve les caractéristiques d'un très grand nombre de types de redresseurs, c'est donc une véritable encyclopédie des redresseurs.

Cet ouvrage pourra être utilisé avec profit par les physiciens qui ont besoin d'une alimentation en courant redressé, ou qui utilisent des diodes. On peut toutefois reprocher à l'auteur de n'avoir fait qu'une trop petite place aux redresseurs au silicium et au germanium dont les applications aux courants de fréquences très élevées prennent chaque jour une importance plus grande.

A. Langevin.

Vasicek (Antonin), **Optique des couches minces. (Optics of thin films.)** 1 vol. 23 × 16 cm, 403 pages, North-Holland publishing company, Amsterdam, 1960 40 Fl.

Il y a quatre ans le Pr Vasicek publiait à Prague un excellent ouvrage, écrit en tchèque et consacré aux couches minces. Nous en avons rendu compte dans le numéro d'octobre 1956 du *Journal de Physique.*

L'ouvrage actuel en est une édition remaniée et complétée écrite en langue anglaise. Il ne s'agit pas d'une étude exhaustive de tous les travaux effectués sur les couches minces, mais plutôt d'une présentation des problèmes, concernant les couches, à la solution desquels l'auteur a travaillé et qu'il considère comme particulièrement importants.

P. Rouard.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, DÉCEMBRE 1960, PAGE 835.

FORMALISME TENSORIEL ET SPINORIEL INCLUANT LES PARITÉS

Par J. WINOGRADZKI,
Institut Henri-Poincaré, Paris.

Résumé. — Exposé d'un formalisme basé sur l'utilisation systématique des huit spineurs du second rang dont les composantes sont invariantes par rapport aux transformations du groupe de Lorentz général. La grande simplification qu'apporte ce formalisme, en particulier pour le calcul des parités, est mise en évidence par la résolution de quelques problèmes type sur les formes spinorielles.

En utilisant les huit spineurs du second rang à composantes invariantes comme opérateurs, on forme à partir de tout spineur du premier rang Ψ quatre spineurs de même variance que Ψ et quatre spineurs contragradients à Ψ. Comme exemple d'application du nouveau formalisme à l'étude des champs spinoriels, ces huit spineurs sont examinés dans le cas où Ψ est le champ de Dirac. L'étude du premier ensemble met en évidence l'analogie entre les changements de signe de la charge et de la masse et donne les parités relatives de deux champs conjugués quelconques. La connaissance du second ensemble permet la construction de nouveaux lagrangiens.

Abstract. — Exposition of a formalism based on the systematical use of the eight second rank spinors the components of which are invariant under the transformations of the full Lorentz group. The great simplification brought out by this formalism, in particular for the calculation of the parities, is shown by the solution of some typical problems about spiner forms.

Using the eight second rank spinors with invariant components as operators, one forms from every first rank spinor Ψ four spinors of the same variance as Ψ and four spinors contragradient to Ψ. As example of application of the new formalism to the study of a spinor field, these eight spinors are examined when Ψ is the Dirac field. The study of the first class shows the analogy between the sign changes of the charge and of the mass and gives the relative parities of any two conjugated fields. The knowledge of the second class allows the construction of new lagrangians.

Dans ce travail nous développons un formalisme basé sur l'utilisation systématique des huit spineurs du second rang dont les composantes sont invariantes par rapport aux transformations du groupe de Lorentz général (1). Ce formalisme permet d'obtenir d'une manière immédiate des résultats que le formalisme classique ne donne qu'au prix de longs calculs. En particulier, en utilisant le nouveau formalisme, on peut déterminer d'une manière immédiate les parités relatives des spineurs de rang impair et les parités internes des spineurs de rang pair et des tenseurs.

Comme exemple d'application à l'étude des champs spinoriels, nous examinons les huit spineurs que le nouveau formalisme permet de former à partir du champ de Dirac (comme de tout spineur du premier rang) en utilisant les huit spineurs du second rang à composantes invariantes comme des opérateurs. Ces huit spineurs se partagent en deux classes. L'étude de l'une met en évidence l'analogie entre les changements de signe de la charge et de la masse et donne, d'une manière immédiate les parités relatives de deux champs conjugués quelconques. Au moyen des spineurs de la seconde classe on construit de nouveaux lagrangiens. La connaissance de ces lagrangiens permet d'établir de nouvelles lois de conservation et aussi d'expliquer pourquoi certaines grandeurs ne sont conservatives que si la masse est nulle.

(1) Le formalisme développé ici a été proposé dans [1] (§ 16).
On peut trouver les éléments de la théorie des spineurs utilisés dans ce travail par exemple dans [2] (Cours sur la théorie des spineurs de Dirac fait à l'Institut Henri-Poincaré en 1957-1958).

Conventions générales. — Nous utilisons des systèmes de référence orthonormaux ($x^4 = ict$). Tous les indices prennent les valeurs 1 à 4. Les indices tensoriels sont désignés par des lettres latines, les indices spinoriels par des lettres grecques. Toute indication de variance placée au-dessous d'une lettre de support concerne sa loi de transformation pour le retournement de l'espace, toute indication placée au-dessus se rapporte ou retournement du temps. Parmi ces indications figurent les signes + ou — indiquant les parités. Nous verrons que l'on peut toujours appliquer à ces symboles une règle analogue à la règle algébrique des signes.

1. Tenseurs. — Le groupe des retournements fondamentaux (transformation identique I, retournement de l'espace E, retournement du temps T, retournement de l'Univers U) est un groupe de Klein et admet donc quatre représentations de dimension 1 :

I	E	T	U
1	1	1	1
1	1	— 1	— 1
1	— 1	1	— 1
1	— 1	— 1	1

Ainsi il existe quatre types de scalaires, c'est-à-dire de grandeurs invariantes par rapport aux transformations du groupe de Lorentz propre orthochrone [2] et donnant une représentation de dimension 1 du groupe de Lorentz général. Nous les écrirons

$$\overset{+}{\underset{+}{A}},\quad \overset{-}{\underset{+}{A}},\quad \overset{+}{\underset{-}{A}},\quad \overset{-}{\underset{-}{A}}.$$

Conformément à la convention générale, $\underset{+}{A}$ (c'est-à-dire $\overset{+}{\underset{+}{A}}$ ou $\overset{-}{\underset{+}{A}}$) est inviariant par rapport au retournement de l'espace et $\overset{+}{A}$ par rapport au retournement du temps ; $\underset{-}{A}$ change de signe pour le retournement de l'espace et $\overset{-}{A}$ pour le retournement du temps. $\overset{+}{\underset{+}{A}}$ est donc un scalaire vrai et $\overset{-}{\underset{+}{A}}$ un pseudoscalaire vrai, c'est-à-dire une grandeur qui se transforme comme le complément d'un tenseur vrai du quatrième rang complètement antisymétrique.

L'introduction de quatre types de scalaires conduit évidemment à quatre types de tenseurs. A moins d'indication contraire, les termes scalaire, vecteur, tenseur seront toujours utilisés au sens large. La notation explicite des tenseurs est évidente :

1) Pour le retournement de l'espace ainsi que pour toute autre transformation de Lorentz impropre orthochrone

$$\left\{\begin{aligned} \underset{+}{A}^{k_1\dots k_n} &= +\, a^{k_1}_{m_1}\dots a^{k_n}_{m_n}\,\underset{+}{A}'^{m_1\dots m_n},\\ \underset{-}{A}^{k_1\dots k_n} &= -\, a^{k_1}_{m_1}\dots a^{k_n}_{m_n}\,\underset{-}{A}'^{m_1\dots m_n}.\end{aligned}\right. \qquad (1.1)$$

2) Pour le retournement du temps ainsi que pour toute autre transformation de Lorentz impropre antichrone

$$\left\{\begin{aligned} \overset{+}{A}^{k_1\dots k_n} &= +\, a^{k_1}_{m_1}\dots a^{k_n}_{m_n}\,\overset{+}{A}'^{m_1\dots m_n},\\ \overset{-}{A}^{k_1\dots k_n} &= -\, a^{k_1}_{m_1}\dots a^{k_n}_{m_n}\,\overset{-}{A}'^{m_1\dots m_n}.\end{aligned}\right. \qquad (1.2)$$

Il en résulte que pour le retournement de l'Univers ainsi que pour toute autre transformation de Lorentz propre antichrone

$$\left\{\begin{aligned} \overset{+}{\underset{+}{A}}^{k_1\dots k_n} &= +\, a^{k_1}_{m_1}\dots a^{k_n}_{m_n}\,\overset{+}{\underset{+}{A}}'^{m_1\dots m_n},\\ \overset{-}{\underset{+}{A}}^{k_1\dots k_n} &= -\, a^{k_1}_{m_1}\dots a^{k_n}_{m_n}\,\overset{-}{\underset{+}{A}}'^{m_1\dots m_n}.\end{aligned}\right. \qquad (1.3)$$

[2] Nous utilisons la terminologie de H. J. Bhabha [3]. Une transformation de Lorentz est propre si dét. $a^i_k = 1$, impropre si dét. $a^i_k = -1$, orthochrone si $a^4_4 > 0$ et antichrone si $a^4_4 < 0$.

$(a^i_k = \partial x^i / \partial x'^k)$.

Pour les transformations de Lorentz propres antichrones $\overset{-}{\underset{-}{A}}^{k_1\dots k_n}$ se transforme comme $\overset{+}{\underset{+}{A}}^{k_1\dots k_n}$ et $\overset{+}{\underset{-}{A}}^{k_1\dots k_n}$ comme $\overset{-}{\underset{+}{A}}^{k_1\dots k_n}$.

La validité de la règle des signes pour la multiplication des tenseurs est évidente. Ainsi, par exemple

$$\overset{+}{\underset{+}{A}}\,\overset{-}{\underset{+}{B}} = \overset{-}{\underset{+}{C}},\qquad \overset{+}{\underset{+}{A}}_i\,\overset{-}{\underset{-}{B}}^{ikm} = \overset{-}{\underset{-}{C}}^{km}.$$

Exemple 1. — Comme il est bien connu, le complément d'un tenseur vrai complètement antisymétrique de rang r est un pseudotenseur vrai de rang $4 - r$. En effet, le pseudotenseur de Levi-Civita $\varepsilon_{[ikmp]}$ est un pseudotenseur vrai et s'écrit donc explicitement $\overset{-}{\underset{-}{\varepsilon}}_{[ikmp]}$. (Le crochet indique comme d'habitude l'antisymétrie. D'après la règle des signes

$$\frac{1}{4!}\overset{-}{\underset{-}{\varepsilon}}_{[ikmp]}\,\overset{+}{\underset{+}{A}}^{[ikmp]} = \overset{-}{\underset{-}{B}},\quad \frac{1}{3!}\overset{-}{\underset{-}{\varepsilon}}_{[ikmp]}\,\overset{+}{\underset{+}{A}}^{[kmp]} = \overset{-}{\underset{-}{B}}_i,\ \text{etc...} \qquad (1.4)$$

Exemple 2. — Déterminons le complément d'un tenseur $\overset{-}{\underset{+}{A}}^{[ikm]}$. (Ce genre de relations apparaît par exemple dans la théorie des grandeurs conservatrices des particules de spin 1/2 et de masse nulle [4].) On a

$$\frac{1}{3!}\overset{-}{\underset{-}{\varepsilon}}_{[ikmp]}\,\overset{-}{\underset{+}{A}}^{[kmp]} = \overset{+}{\underset{-}{B}}_i. \qquad (1.5)$$

Vérifions la première de ces quatre équations pour le retournement de l'espace et du temps. Pour $i = 1$, l'équation (1.5) s'écrit

$$\overset{-}{\underset{+}{A}}^{234} = \overset{+}{\underset{-}{B}}_1. \qquad (1.5')$$

Pour le retournement de l'espace $x^1 = -x'^1$, $x^2 = -x'^2$, $x^3 = -x'^3$, $x^4 = x'^4$,

$$\overset{-}{\underset{+}{A}}^{234} = +(-1)^2(+1)\,\overset{-}{\underset{+}{A}}'^{234} = \overset{-}{\underset{+}{A}}'^{234},$$

$$\overset{+}{\underset{-}{B}}_1 = \quad -(-1)\,\overset{+}{\underset{-}{B}}'_1 \quad = \overset{+}{\underset{-}{B}}'_1.$$

Pour le retournement du temps $x^1 = x'^1$, $x^2 = x'^2$, $x^3 = x'^3$, $x^4 = -x'^4$,

$$\overset{-}{\underset{+}{A}}^{234} = -(+1)^2(-1)\,\overset{-}{\underset{+}{A}}'^{234} = \overset{-}{\underset{+}{A}}'^{234},$$

$$\overset{+}{\underset{-}{B}}_1 = \quad +(+1)\,\overset{+}{\underset{-}{B}}'_1 \quad = \overset{+}{\underset{-}{B}}'_1.$$

On a donc bien dans les deux cas

$$\overset{-}{\underset{+}{A}}'^{234} = \overset{+}{\underset{-}{B}}'_1. \qquad (1.5'')$$

2. **Spineurs.** — Variances. — Les lois de transformation des spineurs du premier rang s'écrivent en notation matricielle, en représentant tous les spineurs du premier rang par des matrices de colonne,

$$\begin{cases} \Psi = S\,\Psi', & \Phi = \tilde{S}^{-1}\,\Phi', \\ \Xi = \overset{+}{S}{}^{-1}\,\Xi', & \Sigma = \overset{*}{S}\,\Sigma'\;;\;(^3) \end{cases} \qquad (2.1)$$

ou, en notation indicielle [5] analogue à celle de Van der Waerden [6],

$$\begin{cases} \Psi^{\alpha} = S^{\alpha}_{\beta}\,\Psi'^{\beta}, & \Phi_{\alpha} = (S^{-1})^{\beta}_{\alpha}\,\Phi'_{\beta}, \\ \Xi^{\circ}_{\dot\alpha} = (\overset{*}{S}{}^{-1})^{\dot\beta}_{\dot\alpha}\,\Xi'_{\dot\beta}, & \Sigma^{\dot\alpha} = \overset{*}{S}{}^{\dot\alpha}_{\dot\beta}\,\Sigma'^{\dot\beta}. \end{cases} \qquad (2.1')$$

Il est très commode d'introduire les notions de locovariance et de plexivariance [1]. En notation indicielle, la locovariance est indiquée par la position des indices (en haut ou en bas) et la plexivariance (4) par la nature des indices (non pointés ou pointés).

Comme il est bien connu, la définition de la matrice S détermine cette matrice pour toute transformation de Lorentz propre orthochrone au signe près, mais donne pour le retournement de l'espace

$$S = \pm \underset{E}{\lambda}\,\gamma^4 \qquad \text{où} \quad \underset{E}{\lambda} = 1 \text{ ou } i \qquad (2.2)$$

et pour le retournement du temps

$$S = \pm \underset{T}{\lambda}\,\gamma^1\gamma^2\gamma^3 \quad \text{où} \quad \underset{T}{\lambda} = 1 \text{ ou } i\;(^5). \qquad (2.3)$$

Conformément à nos conventions générales, la valeur de $\underset{E}{\lambda}$ sera indiquée au-dessous de la lettre de support et celle de $\underset{T}{\lambda}$ au-dessus. Ainsi pour $\underset{i}{\overset{1}{\Psi}}$ par exemple $\underset{E}{\lambda} = i$ et $\underset{T}{\lambda} = 1$. Ceci conduit à la notion de flectovariance [1]. Il y a deux sortes de flectovariances : la flectovariance spatiale déterminée par la valeur de $\underset{E}{\lambda}$ et la flectovariance temporelle déterminée par la valeur de $\underset{T}{\lambda}$.

A partir de deux spineurs du premier rang on ne peut former un invariant que s'ils sont de mêmes flectovariances et de locovariance différente. Deux tels spineurs seront dits contragradients ou bicontragradients : contragradients s'ils sont de même plexivariance, bicontragradients s'ils ne le sont pas (6).

Parités relatives. — Des spineurs du premier rang de mêmes flectovariances sont de même parité relative spatiale ou temporelle si le signe indéterminé de la matrice S qui figure dans leurs lois de transformtion pour le retournement de l'espace ou du temps est le même.

Les équations de transformation pour le retournement de l'espace de quatre spineurs Φ^{α}, Ψ_{α}, $\Xi_{\dot\alpha}$, $\Sigma^{\dot\alpha}$ de même flectovariance et de même parité relative spatiales s'écrivent d'après (2.1) et (2.2), si $\underset{E}{\lambda} = 1$,

$$\begin{cases} \underset{1}{\Psi} = \pm\,\gamma^4\,\underset{1}{\Psi'}, & \underset{1}{\Phi} = \pm\,\tilde{\gamma}^4\,\underset{1}{\Phi'}, \\ \underset{1}{\Xi} = \pm\,\overset{+}{\gamma}{}^4\,\underset{1}{\Xi'}, & \underset{1}{\Sigma} = \pm\,\overset{*}{\gamma}{}^4\,\underset{1}{\Sigma'}\;; \end{cases} \qquad (2.4)$$

et si $\underset{E}{\lambda} = i$,

$$\begin{cases} \underset{i}{\Psi} = \pm\,i\,\gamma^4\,\underset{i}{\Psi'}, & \underset{i}{\Phi} = \mp\,i\,\tilde{\gamma}^4\,\underset{i}{\Phi'}, \\ \underset{i}{\Xi} = \pm\,i\,\overset{+}{\gamma}{}^4\,\underset{i}{\Xi'}, & \underset{i}{\Sigma} = \mp\,i\,\overset{*}{\gamma}{}^4\,\underset{i}{\Sigma'}. \end{cases} \qquad (2.5)$$

Les équations de transformation pour le retournement du temps de quatre spineurs Ψ^{α}, Φ_{α}, $\Xi^{\dot\alpha}$, $\Sigma^{\dot\alpha}$ de même flectovariance et de même parité relative temporelles s'écrivent d'après (2.1) et (2.3), si $\underset{T}{\lambda} = 1$,

$$\begin{cases} \overset{1}{\Psi} = \pm\,\gamma^1\gamma^2\gamma^3\,\overset{1}{\Psi'}, & \overset{1}{\Phi} = \pm\,\tilde{\gamma}^1\tilde{\gamma}^2\tilde{\gamma}^3\,\overset{1}{\Phi'}, \\ \overset{1}{\Xi} = \pm\,\overset{+}{\gamma}{}^1\overset{+}{\gamma}{}^2\overset{+}{\gamma}{}^3\,\overset{1}{\Xi'}, & \overset{1}{\Sigma} = \pm\,\overset{*}{\gamma}{}^1\overset{*}{\gamma}{}^2\overset{*}{\gamma}{}^3\,\overset{1}{\Sigma'} \end{cases} \qquad (2.6)$$

et si $\underset{T}{\lambda} = i$,

$$\begin{cases} \overset{i}{\Psi} = \pm\,i\,\gamma^1\gamma^2\gamma^3\,\overset{i}{\Psi'}, & \overset{i}{\Phi} = \mp\,i\,\tilde{\gamma}^1\tilde{\gamma}^2\tilde{\gamma}^3\,\overset{i}{\Phi'}, \\ \overset{i}{\Xi} = \pm\,i\,\overset{+}{\gamma}{}^1\overset{+}{\gamma}{}^2\overset{+}{\gamma}{}^3\,\overset{i}{\Xi'}, & \overset{i}{\Sigma} = \mp\,i\,\overset{*}{\gamma}{}^1\overset{*}{\gamma}{}^2\overset{*}{\gamma}{}^3\,\overset{i}{\Sigma'}. \end{cases} \qquad (2.7)$$

Les parités relatives seront indiquées par des signes entre parenthèses. Conformément à nos conventions générales, ces signes seront placés au-dessous et au-dessus des spineurs. Ainsi

$$\underset{(+)}{\overset{(+)}{\Psi}} \text{ et } \underset{(+)}{\overset{(-)}{\Phi}} \quad \text{ou} \quad \underset{(-)}{\overset{(+)}{\Psi}} \text{ et } \underset{(-)}{\overset{(-)}{\Xi}}$$

par exemple sont de même parité relative spatiale de parité relative temporelle opposée. La validité de la règle des signes $(+)(+) = (-)(-) = +$, $(+)(-) = (-)(+) = -$ est évidente.

(3) Tilda : transposé. Croix : hermitien conjugué. Étoile : complexe conjugué.

Pour $\hat{A} = A$, $\tilde{A}^{-1}$, $\overset{+}{A}{}^{-1}$ ou $\overset{*}{A}$, on a $\widehat{A'A} = \hat{A}'\hat{A}$; si les matrices A donnent une représentation d'un groupe, les matrices $\tilde{A}^{-1}$, $\overset{+}{A}{}^{-1}$ ou $\overset{*}{A}$ donnent donc aussi une représentation de ce groupe. Par contre, pour $\hat{A} = \tilde{A}$, A^{-1}, $\overset{+}{A}$ ou $\overset{*}{A}{}^{-1}$ on a $\widehat{A'A} = \hat{A}\hat{A}'$.

(4) Ce terme rappelle que des spineurs complexes conjugués sont de plexivariance différente.

(5) Cf p. ex. [2], chap. I.

(6) Si les matrices de Dirac sont hermitiennes, des spineurs bicontragradients obéissent aux mêmes lois de transformation pour le groupe des rotations et retournements spatiaux ainsi que pour le retournement du temps. Cf. par ex. [2] § 9.

Exemple : Le produit scalaire de deux spineurs contragradients est invariant par rapport au retournement de l'espace (du temps), si les deux spineurs sont de même parité relative spatiale (temporelle). Montrons-le en utilisant la règle des signes :

$$\left\{\begin{array}{ll} \underset{(+)}{\Psi^\alpha}\,\underset{(+)}{\Phi_\alpha} = \underset{+}{A}, & \overset{(+)}{\Psi^\alpha}\,\overset{(+)}{\Phi_\alpha} = \overset{+}{A}, \\ \underset{(+)}{\Psi^\alpha}\,\underset{(-)}{\Phi_\alpha} = \underset{-}{A}, & \overset{(+)}{\Psi^\alpha}\,\overset{(-)}{\Phi_\alpha} = \overset{-}{A}. \end{array}\right. \qquad (2.8)$$

De même pour des spineurs avec indices pointés.

Deux spineurs complexes conjugués sont de mêmes parités relatives spatiale et temporelle :

$$\Big(\overset{(+)}{\underset{(+)}{\Psi^\alpha}}\Big)^* = \overset{(+)}{\underset{(+)}{\Psi^{\dot\alpha}}}, \qquad \Big(\overset{(+)}{\underset{(+)}{\Phi_\alpha}}\Big)^* = \overset{(+)}{\underset{(+)}{\Phi_{\dot\alpha}}}. \qquad (2.9)$$

La classification bien connue de Yang et Tiomno [7] associe les notions de flectovariance et de parité relative. Des spineurs de même classe sont de même flectovariance et de même parité relative. Des spineurs A et B ou C et D sont de même flectovariance mais de parité relative opposée. Des spineurs A et C, A et D, B et C ou B et D sont de flectovariance différente.

Spineurs de rang quelconque. — Les spineurs de rang impair donnent une représentation bivalente du groupe de Lorentz général, les spineurs de rang pair une représentation monovalente. Ceci conduit à la seconde règle des signes déjà tacitement utilisée dans (2.8) : deux parenthèses se détruisent. Compte tenu de cette règle, la transcription explicite des spineurs de rang quelconque est évidente. Ainsi par exemple

$$\overset{1(+)}{\underset{1(+)}{\Psi^\alpha}}\;\overset{i(-)}{\underset{1(+)}{\Phi_\beta}} = \overset{1i-}{\underset{11+}{\chi^\alpha{}_\beta}}, \qquad \overset{1i-}{\underset{11+}{\chi^\alpha{}_\beta}}\;\overset{1(+)}{\underset{i(+)}{\Xi_{\dot\gamma}}} = \overset{1i1(-)}{\underset{11i(+)}{\Theta^\alpha{}_{\beta\dot\gamma}}}.$$

Dans un vaste domaine d'applications n'interviennent, en dehors des spineurs du premier rang, que des spineurs du second rang se transformant comme le produit de deux spineurs de mêmes flectovariances. Pour alléger l'écriture, nous remplacerons dans la transcription de ces spineurs $\overset{E}{\lambda}\overset{E}{\lambda}$ ou $\underset{T}{\lambda}\underset{T}{\lambda}$ par $\underset{E}{\lambda}$ ou $\underset{T}{\lambda}$. Ainsi $\underset{11+}{\chi^\alpha{}_\beta}$ par exemple s'écrira $\overset{E}{\underset{1+}{\chi^\alpha{}_\beta}}$.

Tout spineur du second rang $\underset{1}{\chi}$ se transforme pour le retournement de l'espace comme un spineur de même locovariance et de même plexivariance $\underset{i}{\chi}$. De même, tout spineur du second rang $\overset{1}{\chi}$ se transforme pour le retournement du temps comme un spineur de même locovariance et de même plexivariance $\overset{i}{\chi}$. Deux cas sont à distinguer :

1) Si les deux indices de χ sont de même locovariance et de même plexivariance (p. ex. $\chi_{\alpha\beta}$) ou de locovariance différente et de plexivariance différente (par ex. $\chi^{\alpha}{}_{\dot\beta}$) ce sont des spineurs de parité interne différente qui obéissent aux mêmes lois de transformation :

$$\left\{\begin{array}{ll} \underset{1+}{\chi} \text{ et } \underset{i-}{\chi}, & \overset{i+}{\chi} \text{ et } \overset{i-}{\chi}, \\ \underset{1-}{\chi} \text{ et } \underset{i+}{\chi}, & \overset{1-}{\chi} \text{ et } \overset{i+}{\chi}. \end{array}\right.$$

2) Si les deux indices de χ sont de même locovariance mais de plexivariance différente (par ex. $\chi_{\dot\alpha\beta}$) ou le contraire (par ex. $\chi^{\alpha}{}_{\beta}$) ce sont des spineurs de même parité interne qui obéissent aux mêmes lois de transformation :

$$\left\{\begin{array}{ll} \underset{1+}{\chi} \text{ et } \underset{i+}{\chi}, & \overset{1+}{\chi} \text{ et } \overset{i+}{\chi}, \\ \underset{1-}{\chi} \text{ et } \underset{i-}{\chi}, & \overset{1-}{\chi} \text{ et } \overset{i-}{\chi}. \end{array}\right.$$

Désignons par $\overset{T}{\underset{E}{\overset{\lambda}{\underset{\lambda}{\chi}}}}$ des spineurs du second rang de même locovariance et de même plexivariance, c'est-à-dire obéissant à une même loi de transformation pour le groupe de Lorentz propre orthochrone. Ces spineurs peuvent être de 16 variances :

$\overset{1+}{\underset{1+}{\chi}}$	$\overset{i-}{\underset{1+}{\chi}}$	$\overset{1+}{\underset{i-}{\chi}}$	$\overset{i-}{\underset{i-}{\chi}}$
$\overset{i+}{\underset{1+}{\chi}}$	$\overset{1-}{\underset{1+}{\chi}}$	$\overset{i+}{\underset{i-}{\chi}}$	$\overset{1-}{\underset{i-}{\chi}}$
$\overset{1+}{\underset{i+}{\chi}}$	$\overset{i-}{\underset{i+}{\chi}}$	$\overset{1+}{\underset{1-}{\chi}}$	$\overset{i-}{\underset{1-}{\chi}}$
$\overset{i+}{\underset{i+}{\chi}}$	$\overset{1-}{\underset{i+}{\chi}}$	$\overset{i+}{\underset{1-}{\chi}}$	$\overset{1-}{\underset{1-}{\chi}}$

(II)

Mais en vertu de la remarque précédente, ces spineurs sont de même variance 4 à 4. Suivant la loco-plexivariance de χ, sont de même variance soit tous les spineurs d'une même ligne, soit tous les spineurs d'une même colonne.

3. **Grandeurs à composantes invariantes.** — Tenseur et tenseur-spineur. — Les composantes du tenseur métrique g_{ik} et les composantes du tenseur-spineur $\gamma^{i\alpha}{}_\beta$ sont invariantes par rapport aux transformations du groupe de Lorentz général. L'invariance des cmposantes de g_{ik} résulte de la définition même du groupe de Lorentz. L'invariance des composantes de $\gamma^{i\alpha}{}_\beta$ résulte de la définition même des spineurs. En effet, la matrice de transformation spinorielle S est définie par l'équation

$$\gamma^i = a^i_k\, S\, \gamma^k\, S^{-1} \qquad (3.1)$$

qui s'écrit explicitement

$$\gamma^{i\alpha}{}_{\beta} = a^{i}_{k}\, S^{\alpha}_{\mu}\, \gamma^{k\mu}{}_{\nu}\, (S^{-1})^{\nu}_{\beta}. \qquad (3.1')$$

Or l'équation (3.1′) suit de l'équation de transformation

$$\gamma^{i\alpha}{}_{\beta} = a^{i}_{k}\, S^{\alpha}_{\mu}\, \gamma'^{k\mu}{}_{\nu}\, (S^{-1})^{\nu}_{\beta} \qquad (3.2)$$

en posant

$$\gamma'^{k\mu}{}_{\nu} = \gamma^{k\mu}{}_{\nu}. \qquad (3.3)$$

L'équation (3.2) est l'équation de transformation du produit d'un vecteur vrai par deux spineurs contragradients de mêmes parités relatives spatiale et temporelle. Tout à fait explicitement, le tenseur-spineur $\gamma^{k\alpha}{}_{\beta}$ à composantes invariantes s'écrit donc

$$\overset{1+}{\underset{1+}{\gamma}}{}^{k\alpha}{}_{\beta} \equiv \overset{i+}{\underset{1+}{\gamma}}{}^{k\alpha}{}_{\beta} \equiv \overset{1+}{\underset{i+}{\gamma}}{}^{k\alpha}{}_{\beta} \equiv \overset{i+}{\underset{i+}{\gamma}}{}^{k\alpha}{}_{\beta}. \qquad (3.4)$$

Spineurs. — Les spineurs du second rang dont les composantes sont invariantes par rapport aux transformations du groupe de Lorentz général s'écrivent [1] (*) :

$$\left\{\begin{array}{l}
\overset{1+}{\underset{1+}{\mathcal{N}}}{}^{\alpha}{}_{\beta} \equiv \overset{i+}{\underset{1+}{\mathcal{N}}}{}^{\alpha}{}_{\beta} \equiv \overset{1+}{\underset{i+}{\mathcal{N}}}{}^{\alpha}{}_{\beta} \equiv \overset{i+}{\underset{i+}{\mathcal{N}}}{}^{\alpha}{}_{\beta} = I \\
\overset{1-}{\underset{1-}{N}}{}^{\alpha}{}_{\beta} = \overset{i-}{\underset{1-}{N}}{}^{\alpha}{}_{\beta} \equiv \overset{1-}{\underset{i-}{N}}{}^{\alpha}{}_{\beta} \equiv \overset{i-}{\underset{i-}{N}}{}^{\alpha}{}_{\beta} = I_{\mathrm{U}} \\
\overset{1-.}{\underset{1+}{\mathcal{P}}}{}^{\alpha}{}_{\beta} \equiv \overset{i+.}{\underset{1+}{\mathcal{P}}}{}^{\alpha}{}_{\beta} \equiv \overset{1-.}{\underset{i-}{\mathcal{P}}}{}^{\alpha}{}_{\beta} \equiv \overset{i+.}{\underset{i-}{\mathcal{P}}}{}^{\alpha}{}_{\beta} = C_{\mathrm{E}} \\
\overset{1+.}{\underset{1-}{P}}{}^{\alpha}{}_{\beta} \equiv \overset{i-.}{\underset{1-}{P}}{}^{\alpha}{}_{\beta} \equiv \overset{1+.}{\underset{i+}{P}}{}^{\alpha}{}_{\beta} \equiv \overset{i-.}{\underset{i+}{P}}{}^{\alpha}{}_{\beta} = C_{\mathrm{T}}
\end{array}\right. \qquad (3.5a)$$

$$\left\{\begin{array}{l}
\overset{1+}{\underset{1+}{\mathcal{L}}}{}_{\alpha\beta} \equiv \overset{i-}{\underset{1+}{\mathcal{L}}}{}_{\alpha\beta} \equiv \overset{1+}{\underset{i-}{\mathcal{L}}}{}_{\alpha\beta} \equiv \overset{i-}{\underset{i-}{\mathcal{L}}}{}_{\alpha\beta} = B \\
\overset{1-}{\underset{1-}{L}}{}_{\alpha\beta} \equiv \overset{i+}{\underset{1-}{L}}{}_{\alpha\beta} \equiv \overset{1-}{\underset{i+}{L}}{}_{\alpha\beta} \equiv \overset{i+}{\underset{i+}{L}}{}_{\alpha\beta} = B_{\mathrm{U}} \\
\overset{1-}{\underset{1+}{M}}{}_{\dot\alpha\beta} \equiv \overset{i-}{\underset{1+}{M}}{}_{\dot\alpha\beta} \equiv \overset{1-}{\underset{i+}{M}}{}_{\dot\alpha\beta} \equiv \overset{i-}{\underset{i+}{M}}{}_{\dot\alpha\beta} = A_{\mathrm{E}} \\
\overset{1+}{\underset{1-}{\mathcal{M}}}{}_{\dot\alpha\beta} \equiv \overset{i+}{\underset{1-}{\mathcal{M}}}{}_{\dot\alpha\beta} \equiv \overset{1+}{\underset{i-}{\mathcal{M}}}{}_{\dot\alpha\beta} \equiv \overset{i+}{\underset{i-}{\mathcal{M}}}{}_{\dot\alpha\beta} = A_{\mathrm{T}} \ (^{7}).
\end{array}\right. \qquad (3.5b)$$

Les membres droits sont des matrices numériques qui seront définies et étudiées plus loin.

(*) **Note ajoutée sur épreuves.** — Dans [1] les spineurs à composantes invariantes ont été calculés en résolvant les équations d'invariance. Un procédé de calcul plus rapide est indiqué dans [2].

(7) Rappelons que l'on peut modifier la locovariance et la plexivariance des spineurs du second rang par des opérations matricielles. Par exemple

$$\left(\overset{1-}{\underset{i+}{L}}{}_{\alpha\beta}\right)^{-1} = \overset{1-}{\underset{i+}{L}}{}^{\alpha\beta}.$$

Sur la classification des spineurs du second rang, cf. [1], § 4.

Les équations (3.5) montrent qu'il n'existe pas de spineurs du second rang à composantes invariantes qui se transforment comme le produit de deux spineurs de flectovariances différentes. En utilisant les spineurs à composantes invariantes comme opérateurs, on peut donc modifier la locovariance ou la plexivariance d'un spineur (8), mais non point ses flectovariances. Et une forme à coefficients constants, du second degré par rapport à des spineurs du premier rang, ne peut être un tenseur que si les deux spineurs sont de mêmes flectovariances. Certains auteurs en concluent que tous les champs spinoriels sont de mêmes flectovariances [8].

Le produit de deux spineurs à composantes invariantes est encore un spineur à composantes invariantes. On peut donc exprimer les 8 spineurs (3.5) en fonction de 3 d'entre eux, par exemple en fonction de N, P et M :

$$\left\{\begin{array}{l}
\mathcal{N}^{\alpha}{}_{\beta} = N^{\alpha}{}_{\sigma}\, N^{\sigma}{}_{\beta}, \\
\mathcal{P}^{\dot\alpha}{}_{\beta} = P^{\dot\alpha}{}_{\sigma}\, N^{\sigma}{}_{\beta}, \\
\mathcal{L}_{\alpha\beta} = L_{\alpha\sigma}\, N^{\sigma}{}_{\beta}, \quad L_{\alpha\beta} = M_{\alpha\dot\sigma}\, P^{\dot\sigma}{}_{\beta} \ (^{9}). \\
\mathcal{M}_{\dot\alpha\beta} = M_{\dot\alpha\sigma}\, N^{\sigma}{}_{\beta}
\end{array}\right. \qquad (3.6)$$

Nous verrons plus loin que N est l'opérateur de parité, P le conjugueur de charge et M la matrice qui figure dans l'expression de certaines variables dynamiques.

Valeurs numériques des spineurs a composantes invariantes. — Posons

$$\left\{\begin{array}{l}
\gamma^{k} = I\ \gamma^{k}\ I^{-1}, \\
\overset{+}{\gamma}{}^{k} = A\ \gamma^{k}\ A^{-1}, \\
\tilde{\gamma}^{k} = B\ \gamma^{k}\ B^{-1}, \\
\overset{*}{\gamma}{}^{k} = C\ \gamma^{k}\ C^{-1}. \ (^{10})
\end{array}\right. \qquad (3.7)$$

Ces équations déterminent les matrices I, A, B, C à un coefficient arbitraire près.

Désignons I, A, B ou C par D et γ^{k}, $\overset{+}{\gamma}{}^{k}$, $\tilde{\gamma}^{k}$ ou $\overset{*}{\gamma}{}^{k}$ par $\widehat{\gamma}^{k}$. Les équations (3.7) s'écrivent

$$\widehat{\gamma}^{k} = D\ \gamma^{k}\ D^{-1}. \qquad (3.7')$$

Posons

$$\left\{\begin{array}{r}
\varepsilon_{(k)}\ \widehat{\gamma}^{k} = D_{\mathrm{T}}\ \gamma^{k}\ D^{-1}_{\mathrm{T}}, \\
-\ \varepsilon_{(k)}\ \widehat{\gamma}^{k} = D_{\mathrm{E}}\ \gamma^{k}\ D^{-1}_{\mathrm{E}}, \\
-\ \widehat{\gamma}^{k} = D_{\mathrm{U}}\ \gamma^{k}\ D^{-1}_{\mathrm{U}}, \\
(\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = -\ \varepsilon_4 = 1)
\end{array}\right. \qquad (3.8)$$

(8) C'est la nature de ce changement de variance que rappellent les lettres de support.

(9) Conformément à (2.9) $M_{\alpha\dot\sigma} = (M_{\dot\alpha\sigma})^{*}$.

(10) Les matrices A et B ont été introduites par W. Pauli [9]. La matrice C de Pauli sera désignée ici par C_{T}.

T, E, U indiquant les changements de signe. (Ne pas sommer sur les indices entre parenthèses.) Aux coefficients arbitraires près,

$$D_T = D\,\gamma^1\,\gamma^2\,\gamma^3, \quad D_E = D\,\gamma^4, \quad D_U = D\,\gamma^5. \qquad (3.9)$$

Les équations (3.7) et (3.8) définissent 16 marices numériques ($\mathfrak{D}$) associées à tout jeu de matrices de Dirac γ^k :

$\boldsymbol{I}$	A	$\boldsymbol{B}$	C	
I_U	A_U	$\boldsymbol{B}_U$	C_U	(III)
I_E	$\boldsymbol{A}_E$	B_E	$\boldsymbol{C}_E$	
I_T	$\boldsymbol{B}_T$	B_T	$\boldsymbol{C}_T$	

8 de ces 16 matrices ($\mathfrak{D}_0$, en gras dans cette énumération) sont numériquement égales aux spineurs à composantes invariantes. Si les matrices de Dirac sont hermitiennes,

$$\text{(a)} \quad A = I, \qquad \text{(b)} \quad C = B\,; \qquad (3.10)$$

ainsi toute matrice $\mathfrak{D}$ qui n'est pas une matrice $\mathfrak{D}_0$ dans le cas général est égale à une matrice $\mathfrak{D}_0$ dans ce cas particulier.

Les matrices $\mathfrak{D}$ possèdent certaines propriétés de symétrie :

$$\begin{cases} \overset{+}{A} = e^{i\lambda} A\,; & \tilde{B} = -B, & \overset{*}{C}{}^{-1} = -\lambda^2 C \\ \overset{+}{A}_U = e^{i\lambda} A_U\,; & \tilde{B}_U = -B_U, & \overset{*}{C}{}_U^{-1} = -\lambda^2 C_U \\ \overset{+}{A}_E = e^{i\lambda} A_E\,; & \tilde{B}_E = -B_E, & \overset{*}{C}{}_E^{-1} = -\lambda^2 C_E \\ \overset{+}{A}_T = e^{i\lambda} A_T\,; & \tilde{B}_T = B_T, & \overset{*}{C}{}_T^{-1} = \lambda^2 C_T \end{cases} \qquad (3.11)$$

les paramètres λ étant des nombres réels quelconques. Ainsi on peut normaliser les matrices

$$A, \quad A_U, \quad A_E, \quad A_T$$

de manière qu'elles soient hermitiennes ou antihermitiennes. Si les matrices de Dirac sont hermitiennes,

$$B = C, \qquad B_U = C_U, \qquad B_E = C_E, \qquad B_T = C_T$$

et l'on peut normaliser ces matrices de manière qu'elles soient unitaires ($\lambda^2 = 1$).

En général on n'utilise que des matrices de Dirac hermitiennes et réelles ou imaginaires :

$$\overset{+}{\gamma}{}^k = \gamma^k, \qquad \overset{*}{\gamma}{}^k = \pm\,\gamma^k. \qquad (3.12)$$

Dans ce cas, toutes les matrices $\mathfrak{D}$ sont des produits de matrices de Dirac. Écrivons les matrices $\mathfrak{D}_0$ explicitement. (Les coefficients indéterminés seront choisis arbitrairement.)

Quelles que soient les matrices de Dirac

$$I_U = \gamma^5. \qquad (3.13)$$

Comme $\overset{+}{\gamma}{}^k = \gamma^k$, on a, compte tenu de (3.10*a*),

$$A_E = \gamma^4, \qquad A_T = \gamma^1\,\gamma^2\,\gamma^3. \qquad (3.14)$$

Comme $\overset{*}{\gamma}{}^k = \pm\,\gamma^k$, la matrice C est égale à un produit de matrices de Dirac. Il est aisé, dans chaque cas particulier, de déterminer C et par conséquent C_E, C_T et, compte tenu de (3.10*b*), B et B_U. Par exemple, si

$$\overset{*}{\gamma}{}^1 = -\,\gamma^1, \quad \overset{*}{\gamma}{}^2 = \gamma^2, \quad \overset{*}{\gamma}{}^3 = \gamma^3, \quad \overset{*}{\gamma}{}^4 = \gamma^4,$$

C anticommute avec γ^1 et commute avec $\gamma^2, \gamma^3, \gamma^4$. Donc

$$C = \gamma^2\,\gamma^3\,\gamma^4.$$

Si $\overset{*}{\gamma}{}^k = \pm\,\gamma^k$, deux des cinq matrices $\gamma^1, \gamma^2, \gamma^3, \gamma^4, \gamma^5$ sont imaginaires. Dix cas peuvent donc se présenter. Écrivons les matrices B, B_U, C_E, C_T dans chacun de ces cas :

	Matrices de Dirac imaginaires	B	B_U	C_E	C_T	
(1)	γ^1	$\gamma^2\gamma^3\gamma^4$	γ^1	$\gamma^2\gamma^3$	$\gamma^1\gamma^4$	
(2)	γ^2	$\gamma^3\gamma^1\gamma^4$	γ^2	$\gamma^3\gamma^1$	$\gamma^2\gamma^4$	
(3)	γ^3	$\gamma^1\gamma^2\gamma^4$	γ^3	$\gamma^1\gamma^2$	$\gamma^3\gamma^4$	
(4)	$\boldsymbol{\gamma^4}$	$\boldsymbol{\gamma^1\gamma^2\gamma^3}$	$\boldsymbol{\gamma^4}$	$\boldsymbol{\gamma^5}$	$\boldsymbol{I}$	(IV)
(5)	γ^2, γ^3	$\gamma^2\gamma^3$	$\gamma^1\gamma^4$	$\gamma^2\gamma^3\gamma^4$	γ^1	
(6)	$\boldsymbol{\gamma^3, \gamma^1}$	$\boldsymbol{\gamma^3\gamma^1}$	$\boldsymbol{\gamma^2\gamma^4}$	$\boldsymbol{\gamma^3\gamma^1\gamma^4}$	$\boldsymbol{\gamma^2}$	
(7)	γ^1, γ^2	$\gamma^1\gamma^2$	$\gamma^3\gamma^4$	$\gamma^1\gamma^2\gamma^4$	γ^3	
(8)	γ^1, γ^4	$\gamma^1\gamma^4$	$\gamma^2\gamma^3$	γ^1	$\gamma^2\gamma^3\gamma^4$	
(9)	γ^2, γ^4	$\gamma^2\gamma^4$	$\gamma^3\gamma^1$	γ^2	$\gamma^3\gamma^1\gamma^4$	
(10)	γ^3, γ^4	$\gamma^3\gamma^4$	$\gamma^1\gamma^2$	γ^3	$\gamma^1\gamma^2\gamma^4$	

(4) Majorana.
(6) Dirac, Van der Waerden.

Ainsi chacune des 16 matrices

$$I,\ \gamma^1,\ \ldots,\ \gamma^2\gamma^3,\ \ldots,\ \gamma^2\gamma^3\gamma^4,\ \ldots,\ \gamma^5$$

est égale à une matrice $\mathfrak{D}_0$, à condition que les matrices de Dirac soient convenablement choisies. Seule γ^5 (en dehors de I, ce qui est trivial) est égale à une matrice $\mathfrak{D}_0$ quelles que soient les matrices γ^k.

Les représentations que l'on utilise le plus souvent appartiennent aux classes (4) et (6) : les représentations de Dirac et de Van der Waerden à la classe (6), la représentation de Majorana à la classe (4).

Les huit matrices $\mathfrak{D}_0$ sont différentes entre elles dans toutes les représentations à l'exception des représentations de la classe (4) auxquelles appartient la représentation de Majorana. Dans ces représentations on a, d'après (3.13) et (3.14),

$$\left\{\begin{aligned} B &= A_T,\\ B_U &= A_E,\\ C_E &= I_U,\\ C_T &= I, \end{aligned}\right. \qquad (3.15)$$

et par conséquent

$$\left\{\begin{aligned} \underset{i-}{\overset{1+}{\mathcal{L}}}{}_{\alpha\beta} &= \underset{i-}{\overset{1+}{\mathcal{M}}}{}_{\dot\alpha\beta}\\ \underset{i+}{\overset{1-}{L}}{}_{\alpha\beta} &= \underset{i+}{\overset{1-}{M}}{}_{\dot\alpha\beta}\\ \underset{i-}{\overset{1-\cdot}{\mathcal{P}}}{}^{\alpha}{}_{\beta} &= \underset{i-}{\overset{1-}{N}}{}^{\alpha}{}_{\beta}\\ \underset{i+}{\overset{1+\cdot}{P}}{}^{\alpha}{}_{\beta} &= \underset{i+}{\overset{1+}{\mathcal{N}}}{}^{\alpha}{}_{\beta}. \end{aligned}\right. \qquad (3.15')$$

En effet si

$$\overset{*}{\gamma}{}^k = \varepsilon_{(k)}\,\gamma^k, \qquad \underset{E}{\lambda} = i, \qquad \underset{T}{\lambda} = 1, \qquad (3.16)$$

la matrice de transformation spinorielle est réelle et des spineurs complexes conjugués obéissent à la même loi de transformation.

4. Formes à coefficients constants. — Formes spinorielles. — Pour nous familiariser avec le formalisme, considérons des formes linéaires $X\Psi$, où Ψ est un spineur (Ψ^α) et X une matrice numérique. X étant une matrice donnée, $X\Psi$ est-il un spineur ? Dans l'affirmative, quelle est la variance de ce spineur, quelles sont les parités relatives des spineurs Ψ et $X\Psi$? En général, les méthodes classiques ne permettent de répondre à ces questions qu'au prix de longs calculs. Nous verrons que la connaissance des spineurs du second rang à composantes invariantes rend les réponses immédiates.

1) $X = \gamma^5$. — Le spineur à composantes invariantes $N^\alpha{}_\beta$ est égal à I_U, par conséquent, d'après (3.13), à γ^5 ; $\gamma^5\Psi$ est donc un spineur. On a

$$\gamma^5\Psi = \underset{-}{\overset{-}{N}}{}^{\alpha}{}_{\beta}\,\underset{(+)}{\overset{(+)}{\Psi}}{}^{\beta} = \underset{(-)}{\overset{(-)}{\Theta}}{}^{\alpha}. \qquad (4.1)$$

Les spineurs Ψ et $\gamma^5\Psi$ sont donc de même variance, de parités relatives spatiale et temporelle opposées. Ceci est bien connu : γ^5 est l'opérateur de parité.

2) $X = A_E$. — Le spineur à composantes invariantes $M_{\dot\alpha\beta}$ est égal à A_E ; $A_E\Psi$ est donc un spineur. On a

$$A_E\Psi = \underset{+}{\overset{-}{M}}{}_{\dot\alpha\beta}\,\underset{(+)}{\overset{(+)}{\Psi}}{}^{\beta} = \underset{(+)}{\overset{(-)}{\Theta}}{}_{\dot\alpha}. \qquad (4.2)$$

Les spineurs Ψ et $A_E\Psi$ sont donc bicontragradients, de même parité relative spatiale, de parité relative temporelle opposée. (On désigne souvent $(A_E\Psi)^+$ par $\overline{\Psi}$.)

3) $X = B_U$. — Le spineur à composantes invariantes $L_{\alpha\beta}$ est égal à B_U ; $B_U\Psi$ est donc un spineur. On a

$$B_U\Psi = L_{\alpha\beta}\Psi^\beta = \Theta_\alpha. \qquad (4.3)$$

Les spineurs Ψ et $B_U\Psi$ sont donc contragradients. Quant aux parités relatives, elles dépendent des flectovariances du spineur Ψ [11] :

$$\left\{\begin{aligned} B_U\underset{1}{\overset{1}{\Psi}} &= \underset{1-}{\overset{1-}{L}}{}_{\alpha\beta}\,\underset{1(+)}{\overset{1(+)}{\Psi}}{}^{\beta} = \underset{1(-)}{\overset{1(-)}{\Theta}}{}_{\alpha},\\ B_U\underset{1}{\overset{i}{\Psi}} &= \underset{1-}{\overset{i+}{L}}{}_{\alpha\beta}\,\underset{1(+)}{\overset{i(+)}{\Psi}}{}^{\beta} = \underset{1(-)}{\overset{i(+)}{\Theta}}{}_{\alpha},\\ B_U\underset{i}{\overset{1}{\Psi}} &= \underset{i+}{\overset{1-}{L}}{}_{\alpha\beta}\,\underset{i(+)}{\overset{1(+)}{\Psi}}{}^{\beta} = \underset{i(+)}{\overset{1(-)}{\Theta}}{}_{\alpha},\\ B_U\underset{i}{\overset{i}{\Psi}} &= \underset{i+}{\overset{i+}{L}}{}_{\alpha\beta}\,\underset{i(+)}{\overset{i(+)}{\Psi}}{}^{\beta} = \underset{i(+)}{\overset{i(+)}{\Theta}}{}_{\alpha}. \end{aligned}\right. \qquad (4.4)$$

Ainsi, les spineurs Ψ et $B_U\Psi$ sont de même parité relative spatiale ou temporelle si $\underset{E}{\lambda}$ ou $\underset{T}{\lambda} = i$; si $\underset{E}{\lambda}$ ou $\underset{T}{\lambda} = 1$, les parités relatives correspondantes sont opposées.

4) $X = C_U$. — Dans le cas général, aucun spineur du second rang à composantes invariantes n'est égal à C_U et $C_U\Psi$ n'est pas un spineur. Mais si les matrices de Dirac sont hermitiennes, $C_U = B_U$ et l'on est ramené à l'exemple précédent.

5) $X = \gamma^2$. — Dans le cas général, aucun spineur du second rang à composantes invariantes n'est égal à γ^2 et $\gamma^2\Psi$ n'est pas un spineur. Mais si les matrices de Dirac sont de classe (2), (6) ou (9), l'un des spineurs à composantes invariantes est bien égal à γ^2. En effet, si les matrices de Dirac sont de classe (2), $B_U = \gamma^2$ et nous sommes ramenés à l'exemple (3) ; si les matrices de Dirac sont de classe (6), $C_T = \gamma^2$ et si elles sont de classe (9), $C_E = \gamma^2$. Dans les trois cas, les parités relatives

(11) Rappelons que l'on ne peut contracter que des indices contragradients, donc de mêmes flectovariances.

des spineurs Ψ et $\gamma^2\,\Psi$ dépendent des flectovariances de Ψ.

Dans la seconde partie de ce travail sont étudiés les huit spineurs $\mathfrak{D}_0\,\Psi$ dans le cas où Ψ est le champ de Dirac.

Formes tensorielles. — Utilisons les spineurs du second rang à composantes invariantes pour construire, à partir de deux spineurs de même variance Ψ^α et Φ^α, les formes du second degré à coefficients constants qui sont des scalaires :

$$\left\{\begin{array}{l} \Psi^\alpha\,\mathscr{L}_{\alpha\beta}\;\Phi^\beta = \tilde{\Psi}\,B\;\;\Phi = b' \\ \Psi^\alpha\,L_{\alpha\beta}\;\Phi^\beta = \tilde{\Psi}\,B_{\mathrm{U}}\,\Phi = b \\ \Psi^{\dot\alpha}\,M_{\dot\alpha\beta}\,\Phi^\beta = \overset{+}{\Psi}\,A_{\mathrm{E}}\,\Phi = a \\ \Psi^{\dot\alpha}\,\mathscr{M}_{\dot\alpha\beta}\,\Phi^\beta = \overset{+}{\Psi}\,A_{\mathrm{T}}\,\Phi = a'. \end{array}\right. \qquad (4.5)$$

(Si $\Psi = \Phi$, $b' = b = 0$ puisque les matrices B et B_{U} sont antisymétriques.) Les parités internes des scalaires a et a' ne dépendent que des parités relatives des spineurs Ψ et Φ. Par contre, les parités internes des scalaires b et b' dépendent non seulement des parités relatives des spineurs Ψ et Φ mais aussi de leurs flectovariances. C'est pourquoi la classification de Yang et Tiomno qui associe les notions de flectovariance et de parité relative est commode pour l'étude des scalaires b et b'.

Exemples. — Soient Ψ et Φ deux spineurs de même parité relative spatiale, de parité temporelle opposée.

1) Déterminons les parités internes des scalaires a et a' :

$$\left\{\begin{array}{l} \underset{(+)}{\overset{(+)}{\Psi^{\dot\alpha}}}\,\underset{+}{\overset{-}{M_{\dot\alpha\beta}}}\,\underset{(+)}{\overset{(-)}{\Phi^\beta}} = \underset{+}{\overset{+}{a}}, \\ \underset{(+)}{\overset{(+)}{\Psi^{\dot\alpha}}}\,\underset{-}{\overset{+}{\mathscr{M}_{\dot\alpha\beta}}}\,\underset{(+)}{\overset{(-)}{\Phi^\beta}} = \underset{-}{\overset{-}{a}}. \end{array}\right. \qquad (4.6)$$

a est donc un scalaire vrai et a' un pseudoscalaire vrai.

2) Déterminons les valeurs de $\underset{\mathrm{E}}{\lambda}$ et $\underset{\mathrm{T}}{\lambda}$ caractérisant Ψ et Φ de manière que b' et b soient des scalaires vrais :

$$\left\{\begin{array}{l} \underset{(+)}{\overset{(+)}{\Psi^\alpha}}\,\mathscr{L}_{\alpha\beta}\,\underset{(+)}{\overset{(-)}{\Phi^\beta}} = \underset{+}{\overset{+}{b'}} \text{ d'où } \mathscr{L} = \underset{+}{\overset{-}{\mathscr{L}}} \text{ donc } \underset{\mathrm{E}}{\lambda} = 1,\; \underset{\mathrm{T}}{\lambda} = i, \\ \underset{(+)}{\overset{(+)}{\Psi^\alpha}}\,L_{\alpha\beta}\,\underset{(+)}{\overset{(-)}{\Phi^\beta}} = \underset{+}{\overset{+}{b}} \text{ d'où } L = \underset{+}{\overset{-}{L}} \text{ donc } \underset{\mathrm{E}}{\lambda} = i,\; \underset{\mathrm{T}}{\lambda} = 1. \end{array}\right. \qquad (4.7)$$

En utilisant en plus des spineurs du second rang à composantes invariantes le tenseur-spineur $\gamma^{k\alpha}{}_\beta$ à composantes invariantes, on peut construire des formes du second degré à coefficients constants qui sont des tenseurs de rang quelconque. Écrivons les tenseurs irréductibles :

$$\left\{\begin{array}{ll} b' & = \tilde{\Psi}\,B\,\Phi, \\ b'^{i} & = \tilde{\Psi}\,B\,\gamma^i\,\Phi, \\ b'^{[ik]} & = \tilde{\Psi}\,B\,\gamma^{[ik]}\,\Phi, \\ b'^{[ikm]} & = \tilde{\Psi}\,B\,\gamma^{[ikm]}\,\Phi, \\ b'^{[ikmp]} & = \tilde{\Psi}\,B\,\gamma^{[ikmp]}\,\Phi \;(^{12}). \end{array}\right. \qquad (4.8)$$

$$\left\{\begin{array}{ll} b & = \tilde{\Psi}\,B_{\mathrm{U}}\,\Phi, \\ b^{i} & = \tilde{\Psi}\,B_{\mathrm{U}}\,\gamma^i\,\Phi, \\ b^{[ik]} & = \tilde{\Psi}\,B_{\mathrm{U}}\,\gamma^{[ik]}\,\Phi, \\ b^{[ikm]} & = \tilde{\Psi}\,B_{\mathrm{U}}\,\gamma^{[ikm]}\,\Phi, \\ b^{[ikmp]} & = \tilde{\Psi}\,B_{\mathrm{U}}\,\gamma^{[ikmp]}\,\Phi. \end{array}\right. \qquad (4.9)$$

$$\left\{\begin{array}{ll} a & = \overset{+}{\Psi}\,A_{\mathrm{E}}\,\Phi, \\ a^{i} & = \overset{+}{\Psi}\,A_{\mathrm{E}}\,\gamma^i\,\Phi, \\ a^{[ik]} & = \overset{+}{\Psi}\,A_{\mathrm{E}}\,\gamma^{[ik]}\,\Phi, \\ a^{[ikm]} & = \overset{+}{\Psi}\,A_{\mathrm{E}}\,\gamma^{[ikm]}\,\Phi, \\ a^{[ikmp]} & = \overset{+}{\Psi}\,A_{\mathrm{E}}\,\gamma^{[ikmp]}\,\Phi. \end{array}\right. \qquad (4.10)$$

$$\left\{\begin{array}{ll} a' & = \overset{+}{\Psi}\,A_{\mathrm{T}}\,\Phi, \\ a'^{i} & = \overset{+}{\Psi}\,A_{\mathrm{T}}\,\gamma^i\,\Phi, \\ a'^{[ik]} & = \overset{+}{\Psi}\,A_{\mathrm{T}}\,\gamma^{[ik]}\,\Phi, \\ a'^{[ikm]} & = \overset{+}{\Psi}\,A_{\mathrm{T}}\,\gamma^{[ikm]}\,\Phi, \\ a'^{[ikmn]} & = \overset{+}{\Psi}\,A_{\mathrm{T}}\,\gamma^{[ikmp]}\,\Phi. \end{array}\right. \qquad (4.11)$$

(Si $\Psi = \Phi$, les seules tenseurs (4.8) et (4.9) non identiquement nuls sont $b'^{[ik]}$, $b'^{[ikm]}$, b^i et $b^{[ik]}$, puisque les matrices B, $B\gamma^i$ et B_{U} sont antisymétriques.) En vertu de (3.4), les cinq tenseurs de chaque série sont de mêmes parités internes.

Aux coefficients arbitraires près, les ten-

(12) Comme d'habitude, $\gamma^{[ik]}$, $\gamma^{[ikm]}$, $\gamma^{[ikmp]}$ désignent des produits complètement antisymétrisés par rapport aux indices tensoriels. Ainsi par exemple,

$$\gamma^{[ik]} = \frac{1}{2}\,(\gamma^i\,\gamma^k - \gamma^k\,\gamma^i)$$

ou, en utilisant la notation indicielle non seulement pour les variances tensorielles mais aussi pour les variancse spinorielles.

$$\gamma^{[ik]\alpha}{}_\beta = \frac{1}{2}\,(\gamma^{i\alpha}{}_\sigma\,\gamma^{k\sigma}{}_\beta - \gamma^{k\alpha}{}_\sigma\,\gamma^{i\sigma}{}_\beta).$$

seurs (4.8) et (4.9), (4.10) et (4.11) sont complémentaires :

$$\left\{\begin{array}{ll} b' & = \frac{1}{4!}\,\varepsilon_{[ikmp]}\,b^{[ikmp]} \\ b'_i & = \frac{1}{3!}\,\varepsilon_{[ikmp]}\,b^{[kmp]} \\ b'_{[ik]} & = \frac{1}{2!}\,\varepsilon_{[ikmp]}\,b^{[mp]} \\ b'_{[ikm]} & = \frac{1}{1!}\,\varepsilon_{[ikmp]}\,b^{p} \\ b'_{[ikmp]} & = \frac{1}{0!}\,\varepsilon_{[ikmp]}\,b. \end{array}\right. \qquad (4.12)$$

$$\left\{\begin{array}{ll} a' & = \frac{1}{4!}\,\varepsilon_{[ikmp]}\,a^{[ikmp]} \\ a'_i & = \frac{1}{3!}\,\varepsilon_{[ikmp]}\,a^{[kmp]} \\ a'_{[ik]} & = \frac{1}{2!}\,\varepsilon_{[ikmp]}\,a^{[mp]} \\ a'_{[ikm]} & = \frac{1}{1!}\,\varepsilon_{[ikmp]}\,a^{p} \\ a'_{[ikmp]} & = \frac{1}{0!}\,\varepsilon_{[ikmp]}\,a. \end{array}\right. \qquad (4.13)$$

Remarque : Si $\Psi = \Phi$ et que Ψ satisfait à l'équation de Dirac

$$m\,\Psi + \gamma^k \frac{\partial \Psi}{\partial x^k} = 0,$$

les trois vecteurs non nuls, c'est-à-dire b^i, a^i et a'^i sont conservatifs du moins pour certaines valeurs de m :

$$\left\{\begin{array}{lll} \text{(a)} & \frac{\partial b^k}{\partial x^k} = 0 & \text{quel que soit } m, \\ \text{(b)} & \frac{\partial a^k}{\partial x^k} = 0 & \text{si } m \text{ est réel,} \\ \text{(c)} & \frac{\partial a'^k}{\partial x^k} = 0 & \text{si } m \text{ est imaginaire [4].} \end{array}\right. \qquad (4.14)$$

L'équation de conservation de la charge électrique est l'équation (4.14*b*).

APPLICATIONS

En considérant les 8 spineurs du second rang à composantes invariantes comme des opérateurs et en les faisant agir sur un spineur Ψ^α quelconque, on obtient quatre spineurs $\overset{\alpha}{\Psi}$ ($\alpha = i, 2, 3, 4$) de même variance que Ψ et quatre spineurs $\overset{\alpha}{\Phi}$ contragradients à Ψ :

$$\text{(A)} \left\{\begin{array}{l} I\ \ \Psi = \overset{1}{\Psi}\ (=\Psi), \\ I_{\mathrm{U}}\ \Psi = \overset{2}{\Psi}, \\ \overset{*}{C}_{\mathrm{E}}\,\overset{*}{\Psi} = \overset{3}{\Psi}, \\ \overset{*}{C}_{\mathrm{T}}\,\overset{*}{\Psi} = \overset{4}{\Psi}, \end{array}\right. \qquad \text{(B)} \left\{\begin{array}{l} B\ \ \Psi = \overset{1}{\Phi}, \\ B_{\mathrm{U}}\ \Psi = \overset{2}{\Phi}, \\ \overset{*}{A}_{\mathrm{E}}\,\overset{*}{\Psi} = \overset{3}{\Phi}, \\ \overset{*}{A}_{\mathrm{T}}\,\overset{*}{\Psi} = \overset{4}{\Phi}. \end{array}\right.$$

Au § 5 on détermine la signification des spineurs $\overset{\alpha}{\Psi}$ dans le cas où Ψ est un champ de Dirac [13].

Au § 6 on utilise la connaissance des spineurs $\overset{\alpha}{\Phi}$ pour obtenir de nouveaux lagrangiens pour le champ de Dirac ce qui permet d'établir, moyennant le théorème de Noether, de nouvelles lois de conservation.

5. **Charge et masse.** — Soit Ψ la fonction d'onde d'une particule de spin 1/2 de masse m et de charge e. Ψ satisfait à l'équation de Dirac

$$\left[m + \gamma^k\left(\frac{\partial}{\partial x^k} - ieA_k\right)\right]\Psi = 0. \qquad (5.1)$$

Déterminons les équations auxquelles satisfont les spineurs $\overset{2}{\Psi}$, $\overset{3}{\Psi}$ et $\overset{4}{\Psi}$.

D'après (A),

$$\Psi = I_{\mathrm{U}}^{-1}\,\overset{2}{\Psi} = C_{\mathrm{E}}^{-1}\,\overset{3}{\Psi}{}^* = C_{\mathrm{T}}^{-1}\,\overset{4}{\Psi}{}^*. \qquad (5.2)$$

L'équation (5.1) peut donc s'écrire

$$\left\{\begin{array}{lr} \left[m + \gamma^k\left(\frac{\partial}{\partial x^k} - ieA_k\right)\right] I_{\mathrm{U}}^{-1}\,\overset{2}{\Psi} = 0, & (5.3) \\ \left[m + \gamma^k\left(\frac{\partial}{\partial x^k} - ieA_k\right)\right] C_{\mathrm{E}}^{-1}\,\overset{3}{\Psi}{}^* = 0, & (5.4) \\ \left[m + \gamma^k\left(\frac{\partial}{\partial x^k} - ieA_k\right)\right] C_{\mathrm{T}}^{-1}\,\overset{4}{\Psi}{}^* = 0. & (5.5) \end{array}\right.$$

Formons les équations complexes conjuguées des équations (5.4) et (5.5). La masse et la charge étant supposées réelles, on obtient, puisque $\overset{*}{x}{}^k = \varepsilon_{(k)}\,x^k$ et $\overset{*}{A}_k = \varepsilon_{(k)}\,A_k$,

$$\left\{\begin{array}{lr} \left[m + \overset{*}{\gamma}{}^k\,\varepsilon_{(k)}\left(\frac{\partial}{\partial x_k} + ieA_k\right)\right] \overset{*}{C}{}_{\mathrm{E}}^{-1}\,\overset{3}{\Psi} = 0, & (5.4') \\ \left[m + \overset{*}{\gamma}{}^k\,\varepsilon_{(k)}\left(\frac{\partial}{\partial x^k} + ieA\ \right)\right] \overset{*}{C}{}_{\mathrm{T}}^{-1}\,\overset{4}{\Psi} = 0. & (5.5') \end{array}\right.$$

Multiplions, à gauche, l'équation (5.3) par $-I_{\mathrm{U}}$, l'équation (5.4′) par $-\overset{*}{C}_{\mathrm{E}}$ et l'équation (5.5′) par $\overset{*}{C}_{\mathrm{T}}$. On obtient, compte tenu de (3.7) et (3.8),

$$\left\{\begin{array}{lr} \left[-m + \gamma^k\left(\frac{\partial}{\partial x^k} - ieA_k\right)\right] \overset{2}{\Psi} = 0, & (5.3') \\ \left[-m + \gamma^k\left(\frac{\partial}{\partial x^k} + ieA_k\right)\right] \overset{3}{\Psi} = 0, & (5.4'') \\ \left[\ \ m + \gamma^k\left(\frac{\partial}{\partial x^k} + ieA_k\right)\right] \overset{4}{\Psi} = 0. & (5.5'') \end{array}\right.$$

(13) Sur la transformation $\Psi \to \sum_{\alpha=1}^{4} \overset{\alpha}{\lambda}\,\overset{\alpha}{\Psi}$. Cf. [10].

Ainsi, les quatre spineurs $\overset{a}{\Psi}$ satisfont à l'équation

$$\left[\mu + \gamma^k\left(\frac{\partial}{\partial x^k} - i\,\varepsilon\,A_k\right)\right]\overset{a}{\Psi} = 0, \qquad (5.1')$$

les valeurs de μ et de ε dépendant de la valeur de a :

a	μ	ε
1	m	e
2	$-m$	e
3	$-m$	$-e$
4	m	$-e$

(V)

Parités relatives. — Le calcul des parités relatives des spineurs $\overset{a}{\Psi}$ par les méthodes habituelles est long. Par contre, ces parités relatives se déduisent des parités internes des spineurs (3.5a) d'une manière immédiate. On obtient, compte tenu de (2.9) :

λ_T	1	i	1	i
λ_E	1	1	i	i
$\overset{1}{\Psi}$	$\overset{(+)}{\underset{(+)}{\Psi}}$	$\overset{(+)}{\underset{(+)}{\Psi}}$	$\overset{(+)}{\underset{(+)}{\Psi}}$	$\overset{(+)}{\underset{(+)}{\Psi}}$
$\overset{2}{\Psi}$	$\overset{(-)}{\underset{(-)}{\Psi}}$	$\overset{(-)}{\underset{(-)}{\Psi}}$	$\overset{(-)}{\underset{(-)}{\Psi}}$	$\overset{(-)}{\underset{(-)}{\Psi}}$
$\overset{3}{\Psi}$	$\overset{(-)}{\underset{(+)}{\Psi}}$	$\overset{(+)}{\underset{(+)}{\Psi}}$	$\overset{(-)}{\underset{(-)}{\Psi}}$	$\overset{(+)}{\underset{(-)}{\Psi}}$
$\overset{4}{\Psi}$	$\overset{(+)}{\underset{(-)}{\Psi}}$	$\overset{(-)}{\underset{(-)}{\Psi}}$	$\overset{(+)}{\underset{(+)}{\Psi}}$	$\overset{(-)}{\underset{(+)}{\Psi}}$

(VI)

Les valeurs de λ_E et λ_T indiquent les flectovariances des spineurs $\overset{a}{\Psi}$,

Deux cas sont donc à distinguer :

1) Deux spineurs $\overset{a}{\Psi}$ caractérisés par la même valeur de la charge ε sont de parités relatives opposées.

2) Deux spineurs $\overset{a}{\Psi}$ caractérisés par des valeurs opposées de la charge ε peuvent être de parités relatives quelconques. Les parités relatives dépendent des flectovariances.

6. **Lagrangiens.** — L'équation de Dirac

$$m\,\Psi + \gamma^k\frac{\partial\Psi}{\partial x^k} = 0 \qquad (6.1)$$

peut être déduite d'un principe variationnel, le lagrangien s'écrivant

$$\overset{a}{L} = a\,\overset{\tilde{a}}{\Phi}\,\Psi + b\,\overset{\tilde{a}}{\Phi}\,\gamma^k\frac{\partial\Psi}{\partial x^k} + c\,\frac{\partial\overset{\tilde{a}}{\Phi}}{\partial x^k}\,\gamma^k\Psi \qquad (6.2)$$

$$\left(b \neq c,\quad \frac{a}{b-c} = m\right).$$

Mais toute forme $\overset{a}{L}$ ne constitue pas un lagrangien. En effet, en adoptant $\overset{a}{L}$ comme lagrangien, on peut obtenir les équations du champ Ψ en faisant varier soit Ψ soit $\overset{a}{\Phi}$. En faisant varier $\overset{a}{\Phi}$, on obtient bien l'équation (6.1). Mais en faisant varier Ψ, on obtient

$$m\,\overset{a}{\Phi} - \tilde{\gamma}^k\frac{\partial\overset{a}{\Phi}}{\partial x^k} = 0. \qquad (6.3)$$

$\overset{a}{L}$ ne constitue donc un lagrangien de l'équation (6.1) que si l'équation (6.3) correspondante est équivalente à l'équation (6.1).

Explicitement les quatre équations (6.3) s'écrivent, d'après (B),

$$\begin{cases} a = 1 \quad m\,B\,\Psi - \tilde{\gamma}^k\,B\,\dfrac{\partial\Psi}{\partial x^k} = 0, & (6.4)\\ a = 2 \quad m\,B_U\,\Psi - \tilde{\gamma}^k\,B_U\,\dfrac{\partial\Psi}{\partial x^k} = 0, & (6.5)\\ a = 3 \quad m\overset{*}{A}_E\,\overset{*}{\Psi} - \tilde{\gamma}^k\,\overset{*}{A}_E\,\dfrac{\partial\overset{*}{\Psi}}{\partial x^k} = 0, & (6.6)\\ a = 4 \quad m\overset{*}{A}_T\,\overset{*}{\Psi} - \tilde{\gamma}^k\,\overset{*}{A}_T\,\dfrac{\partial\overset{*}{\Psi}}{\partial x^k} = 0. & (6.7)\end{cases}$$

Formons les équations complexes conjuguées des équations (6.6) et (6.7). La masse étant supposée réelle, on obtient

$$\begin{cases} m\,A_E\,\Psi - \overset{+}{\gamma}{}^k\,A_E\,\varepsilon_{(k)}\dfrac{\partial\Psi}{\partial x^k} = 0, & (6.6')\\ m\,A_T\,\Psi - \overset{+}{\gamma}{}^k\,A_T\,\varepsilon_{(k)}\dfrac{\partial\Psi}{\partial x^k} = 0. & (6.7')\end{cases}$$

En multipliant, à gauche, l'équation (6.5) par B_U^{-1} ou l'équation (6.6') par A_E^{-1}, on obtient, compte tenu de (3.7) et (3.8), l'équation (6.1). $\overset{2}{L}$ et $\overset{3}{L}$ constituent donc des lagrangiens quelle que soit la masse. Par contre, en multipliant, à gauche, l'équation (6.4) par $-B^{-1}$ ou l'équation (6.7') par $-A_T^{-1}$, on obtient, compte tenu de (3.7) et (3.8),

$$-m\,\Psi + \gamma^k\frac{\partial\Psi}{\partial x^k} = 0. \qquad (6.8)$$

$\overset{1}{L}$ et $\overset{4}{L}$ ne constituent donc des lagrangiens que si la masse est nulle ([14]).

Notons que compte tenu des équations du champ tous les lagrangiens $\overset{a}{L}$ sont nuls.

Parités internes. — Le calcul des parités internes des lagrangiens $\overset{a}{L}$ par les méthodes habituelles est long. Par contre, ces parités internes se déduisent des parités internes des spineurs (3.5b)

([14]) Le paramètre m a été supposé réel. Si m est complexe, seul $\overset{2}{L}$ constitue un lagrangien. Si m est imaginaire, les lagragiens sont $\overset{2}{L}$ et $\overset{4}{L}$ [11].

d'une manière immédiate. D'après (2.9) et (3.4), un lagrangien $\overset{\alpha}{L}$ a la même parité interne que le spineur à composantes invariantes qu'il contient. On a donc :

(VII)

λ_T	1	i	1	i
λ_E	1	1	i	i
$\overset{1}{L}$	$\overset{+}{\underset{+}{L}}$	$\overset{-}{\underset{+}{L}}$	$\overset{+}{\underset{-}{L}}$	$\overset{-}{\underset{-}{L}}$
$\overset{2}{L}$	$\overset{-}{\underset{-}{L}}$	$\overset{+}{\underset{-}{L}}$	$\overset{-}{\underset{+}{L}}$	$\overset{+}{\underset{+}{L}}$
$\overset{3}{L}$	$\overset{-}{\underset{+}{L}}$	$\overset{-}{\underset{+}{L}}$	$\overset{-}{\underset{+}{L}}$	$\overset{-}{\underset{+}{L}}$
$\overset{4}{L}$	$\overset{+}{\underset{-}{L}}$	$\overset{+}{\underset{-}{L}}$	$\overset{+}{\underset{-}{L}}$	$\overset{+}{\underset{-}{L}}$

Les valeurs de λ_E et λ_T indiquent les flectovariances du spineur φ

Deux cas sont donc à distinguer :

1) Les parités internes des lagrangiens $\overset{\alpha}{L}$ invariants par rapport aux transformations de jauge (le lagrangien habituel $\overset{3}{L}$ ainsi que $\overset{4}{L}$) sont indépendantes des flectovariances du champ.

2) Les parités intenes des lagrangiens qui ne sont pas invariants par rapport aux transformations de jauge ($\overset{1}{L}$ et $\overset{2}{L}$) dépendent des flectovariances du champ. $\overset{1}{L}$ et $\overset{2}{L}$ peuvent être des scalaires d'un type quelconque.

En appliquant aux nouveaux lagrangiens le théorème de Noether, on obtient de nouvelles lois de conservation. Ces lois de conservation ont été exposées dans [4]. Simultanément, on voit pourquoi certaines grandeurs ne sont conservatives que si la masse est nulle.

Manuscrit reçu le 19 juillet 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Winogradzki (J.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 387.
[2] Winogradzki (J.), *Cahiers de Physique*, 1958, **12**, 261.
[3] Bhabha (H. J.), *Rev. Mod. Physics*, 1949, **21**, 451.
[4] Winogradzki (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **249**, 1087.
[5] Rachevsky (P. K.), *Uspekhi mat. N.*, 1955, **10**, 3.
[6] Van der Waerden (B. L.), *Nachr. kgl. Ges. Wiss.*, Göttingen, 1929, 100.
[7] Yang (C. N.) et Tiommo, *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 495.
[8] Chapiro (I. S.), *Uspekhi fiz. N.*, 1954, **53**, 7.
[9] Pauli (W.), *Ann. Institut H. Poincaré*, 1936, **6**, 109.
[10] Pauli (W.), *Nuovo Cimento*, 1957, **6**, 204.
[11] Winogradzki (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **249**, 911.
[12] Winogradzki (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **251,** 1983.

EFFET DES NEUTRONS RAPIDES SUR LE QUARTZ CRISTALLIN ET LA SILICE VITREUSE

Par Guy MAYER (1) et Marcel LECOMTE
Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

Résumé. — Une dose de 2.10^{20} neutrons rapides . cm^{-2} transforme le quartz cristallin et la silice vitreuse en une même substance isotrope. Nous avons suivi cette évolution par des mesures de densité, de dilatation thermique, d'énergie interne, de constantes élastiques et piézoélectriques. Avant de devenir isotropes, les cristaux irradiés prennent les caractères de symétrie du quartz β. Par réchauffage ils peuvent se transformer, suivant la dose reçue, soit en silice vitreuse, soit de nouveau en quartz naturel, soit en une nouvelle structure que nous avons étudiée.

Abstract. — A dose of 2×10^{20} fast neutrons cm^{-2} transforms crystalline quartz and vitreous silica into the same isotropic substance. We have used measurements on density, thermal expansion, internal energy, elastic and piezoelectric constants to follow this transformation. Before reaching the isotropic state the irradiated quartz crystals assume the symmetry characteristics of β-quartz. On reheating, and according to the neutron dose received, these crystals can be transformed either into vitreous silica, or again into natural quartz, or into another structure which is described.

Nous avons montré dans un précédent travail [1] que les modifications subies dans un réacteur par des échantillons de quartz cristallin et de silice vitreuse sont dues essentiellement aux neutrons rapides. Dans le présent article nous décrivons les effets d'irradiations plus longues sur la densité, les propriétés élastiques et piézoélectriques et l'énergie interne de ces deux variétés allotropiques de SiO_2. Nous avons continué à utiliser les mêmes méthodes d'irradiation et de mesures [2], mais l'ensemble de nos échantillons a maintenant atteint la dose de $7,7.10^{19}$ neutrons rapides par cm^2, alors que notre précédente étude s'arrêtait à $2,2.10^{19}$ n . cm^{-2}. De plus, nous avons pu mesurer des échantillons irradiés au Material Testing Reactor (MTR) à la dose de 2.10^{20} n . cm^{-2}.

I. Effets d'irradiation. — Différents auteurs [3, 4] ont montré que des doses de neutrons supérieures à $1,5.10^{20}$ n . cm^{-2} transformaient le quartz cristallin et la silice vitreuse en une même substance isotrope. Cet « état final » a été étudié aux rayons X [5, 6] ; il a la structure désordonnée caractéristique de l'état vitreux, mais il se distingue de la silice ordinaire par un ordre à courte distance un peu plus grand.

Nous avons donc cherché à suivre l'évolution de nos échantillons vers cet état final.

La figure 1 montre les allongements du quartz suivant Ox (axe électrique), Oz (axe optique) et celui de la silice. Comme dans les figures suivantes, la flèche portée sur le bord droit du cadre donne la valeur relative à l'état final. La dose de $7,7.10^{19}$ n . cm^{-2} a augmenté la densité de la silice de 2,205 g . cm^{-3} à 2,27 g . cm^{-3} et diminué celle du quartz de 2,650 g . cm^{-3} à 2,47 g . cm^{-3} ; celle-ci n'a donc fait que la moitié de son chemin vers l'état final.

Fig. 1. — Allongements relatifs de la silice et du quartz suivant les axes électrique Ox et optique Oz, en fonction de la dose d'irradiation.

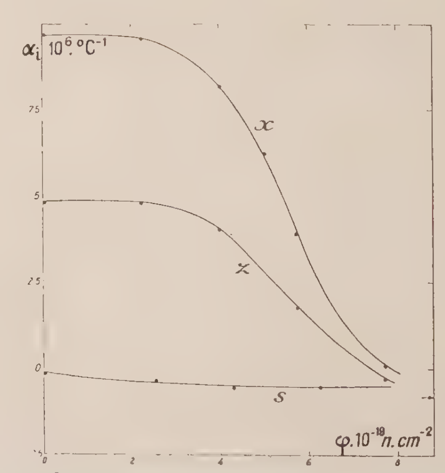


Fig. 2. — Évolution des coefficients de dilatation thermique moyens mesurés entre — 190 °C et 0 °C pour la silice et le quartz (directions Ox et Oz) en fonction de la dose reçue.

(1) Actuellement à la Compagnie générale de T. S. F., Domaine de Corbeville, Orsay (S. et O.)

La figure 2 montre l'évolution des coefficients de dilatation thermique moyens mesurés entre — 190° et 0 °C. Ces coefficients changent très peu jusqu'à $2{,}2.10^{19}$ n.cm^{-2}, mais se retrouvent presque égaux entre eux à la dose de $7{,}7.10^{19}$ n.cm^{-2}. La figure 3 est relative aux

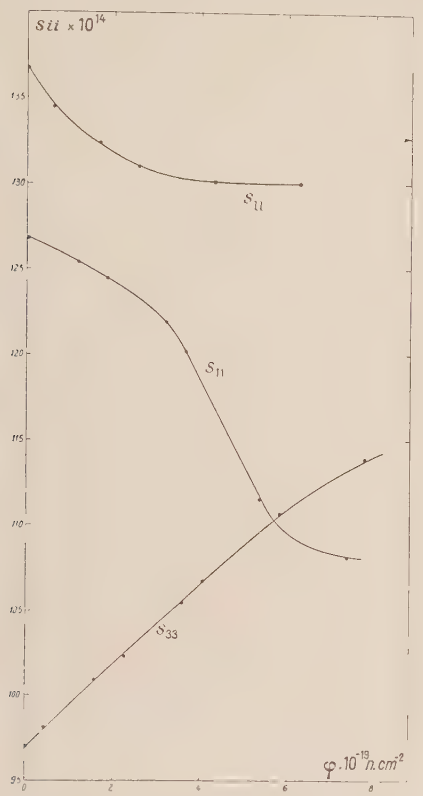


FIG. 3. — Variations des constantes élastiques de vibration longitudinale s_{11} et s_{33} du quartz et s_{ll} de la silice pour diverses doses d'irradiation.

constantes élastiques s_{11} et s_{33} du quartz (correspondant respectivement aux directions Ox et Oz) et à la constante s_{ll} de la silice. Pour des barreaux minces de longueur l et de densité ρ, ces constantes sont liées à la fréquence longitudinale fondamentale f par l'équation

$$s_{ll} = \frac{1}{4\rho\, l^2 f^2}. \quad (1)$$

Bien qu'à la dose de $7{,}7.10^{19}$ n.cm^{-2} les fréquences longitudinales de barreaux de quartz Ox et Oz et de silice, de mêmes longueurs, soient devenues peu différentes, le s_{ll} de la silice reste éloigné de s_{11} et s_{33}, car les densités des deux substances sont encore assez différentes.

La même remarque est valable à propos de la figure 4, les constantes s_{44}, s_{66} et s_{tt} étant cette fois relatives à la vitesse des ondes transversales. L'irradiation affecte non seulement la vitesse des ondes acoustiques, mais aussi leur atténuation. D'une façon générale, l'atténuation augmente par

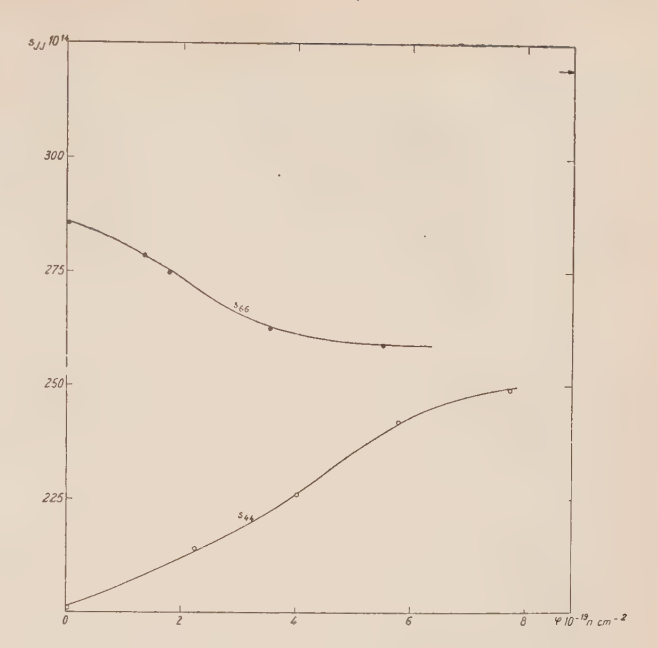


FIG. 4. — Influence de la dose d'irradiation sur les constantes élastiques de vibrations transversales s_{44} et s_{66} du quartz. Pour la silice, la constante s_{tt} varie peu entre 320 et 317.10^{-4}.

irradiation. Par exemple, pour un barreau Ox vibrant à une fréquence longitudinale voisine de 10^5 s^{-1}, le coefficient de surtension mécanique qui vaut environ 10^5 avant irradiation, passe, à la dose de 5.10^{19} n.cm^{-2}, par un minimum de 10^3, puis se met à croître lentement.

Bömmel et Dransfeld [12] ont récemment mesuré, dans des quartz naturels et irradiés, l'atténuation d'ondes acoustiques de très hautes fréquences (de l'ordre de 10^9 s^{-1}). Ces mesures, de même nature physique que les mesures de conductivité

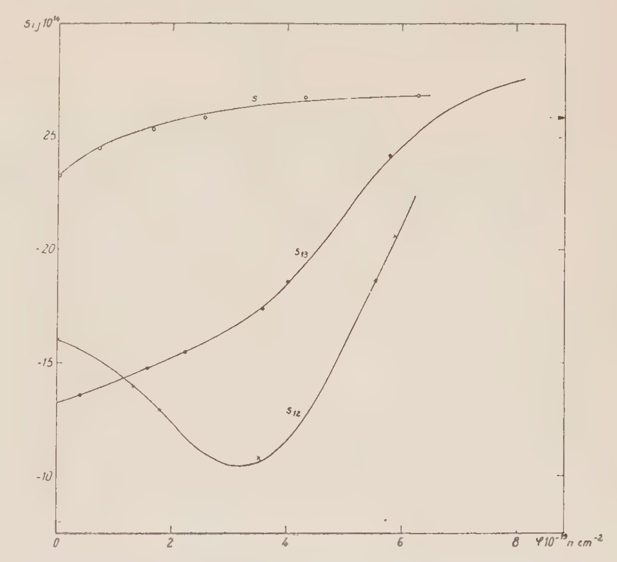


FIG. 5. — Évolution en fonction de la dose d'irradiation des constantes s_{12} et s_{13} du quartz et s de la silice.

thermique de Berman [13] pourront donner des renseignements sur les dimensions et la nature des défauts créés par l'irradiation, avec d'autant plus de précision que les longueurs d'onde utilisées seront plus petites.

La figure 5 montre l'évolution des quantités s_{12} et s_{13} relatives au quartz et de s_{ij} relative à la silice. Ces quantités sont liées aux modules de Poisson σ par des relations du type

$$\sigma = - s_{ij}/s_{11}. \quad (2)$$

Ce n'est qu'aux doses supérieures à 3.10^{19} $n.cm^{-2}$ que s_{12} commence à évoluer en direction de la valeur relative à l'état final.

La figure 6 montre les variations relatives

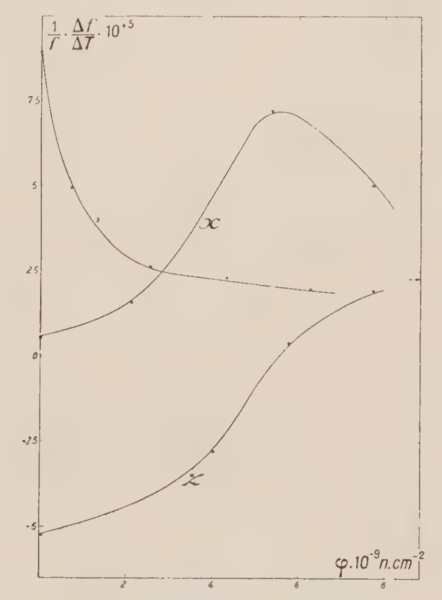


Fig. 6. — Variations relatives moyennes (entre — 190 °C et + 20 °C) des fréquences de vibration longitudinale de la silice et du quartz selon ses directions Ox et Oz en fonction de la dose d'irradiation.

moyennes $(1/f)(\Delta f/\Delta T)$ entre les températures de — 190° et + 20 °C des fréquences longitudinales des différents échantillons. La courbe relative à la direction Ox présente un maximum. Nous avons montré ailleurs (réf. (2), p. 49) que l'influence de la transformation $\alpha - \beta$ du quartz naturel se fait sentir sur les fréquences longitudinales de barreaux Ox dès la température de — 100 °C. Cet effet abaisse la valeur de $(1/f)(\Delta f/\Delta T)$. Nous verrons plus loin (à propos de la figure 8) que l'influence de la transformation $\alpha - \beta$ sur les constantes élastiques diminue rapidement par irradiation. C'est probablement ce qui explique les valeurs croissantes de la quantité $(1/f)(\Delta f/\Delta T)$ relative à Ox au début de l'irradiation. Toutes les courbes de la figure 6 montrent la grande sensibilité à l'irradiation des pentes en température des constantes élastiques. Ce phénomène ne semble pas particulier au quartz ; nous l'avons également observé dans le silicium [7] et dans l'alumine.

La figure 7 montre que l'anomalie de chaleur

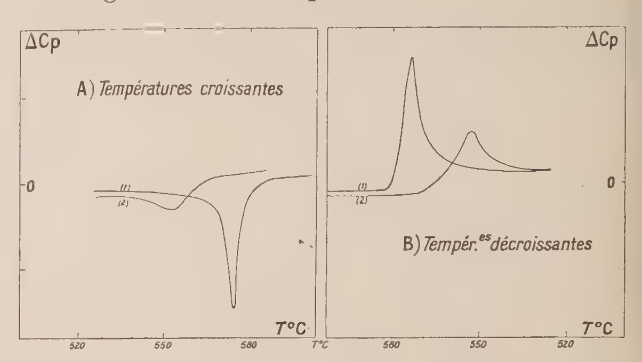


Fig. 7. — Analyses thermiques différentielles donnant la différence ΔC_p (en unités arbitraires) entre les chaleurs spécifiques du quartz irradié et de la silice vitreuse. Courbe 1 : quartz non irradié. Courbe 2 : quartz irradié à $1,1.10^{19}$ neutrons rapides.cm^{-2}. Le cycle thermique nécessaire à l'expérience (chauffage au rythme de 3 °C/minute) suffit à modifier le quartz irradié pendant les 35 mn qui séparent les expériences A et B.

spécifique liée à la transformation $\alpha - \beta$ est fortement atténuée dès la dose relativement faible de $1,1.10^{19}$ $n.cm^{-2}$. Son maximum se trouve alors

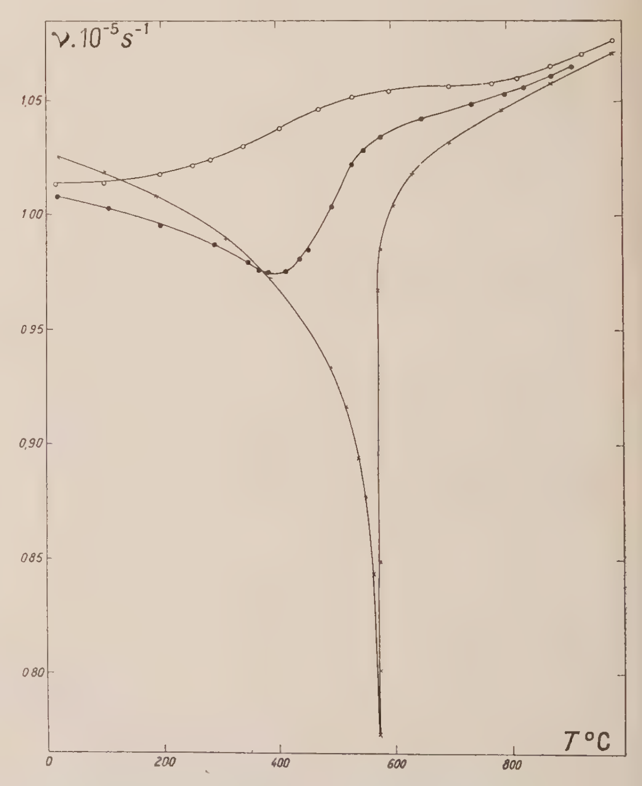


Fig. 8. — Effets d'irradiations aux neutrons rapides sur les fréquences de résonance (mode longitudinal fondamental) de lames « 45° » de 3 cm coupées dans le plan xOz. Lame non irradiée —✶— ; lame irradiée à la dose $3,4.10^{19}$ $n.cm^{-2}$ —●— ; lame irradiée à la dose de $5,6.10^{19}$ $n.cm^{-2}$ —○—.

à 550 °C au lieu de 574 °C dans le quartz non irradié. D'après la loi de Clapeyron, ce déplacement pourrait être obtenu dans le quartz non irradié par l'application d'une pression négative (extension) de l'ordre de 1 200 kg.cm^{-2}. On peut trouver là une confirmation d'une hypothèse due à Klemens [8], selon laquelle l'énergie localement transférée aux atomes du réseau par le choc d'un neutron dont l'énergie est de l'ordre du MeV est suffisante pour vitrifier une petite zone du quartz naturel. Si cette zone n'était pas emprisonnée dans le reste du réseau cristallin, elle occuperait un volume plus grand correspondant à la densité plus faible des états vitreux de la silice. La zone vitrifiée se trouve donc en état de compression et le reste du réseau cristallin est en état d'extension [9]. Pour une dose de 2.10^{19} n.cm^{-2}, l'anomalie de chaleur spécifique du quartz ne se manifeste plus du tout.

La figure 8 montre que les anomalies dues à la transformation $\alpha \leftarrow \beta$ des fréquences propres longitudinales de barreaux de quartz orientés suivant la bissectrice des axes Ox et Oz dans le plan xOz s'atténuent progressivement par irradiation. Des courbes analogues sont obtenues pour des modes longitudinaux relatifs à des directions de propagation quelconques.

Les figures 9 et 10 sont relatives à la constante

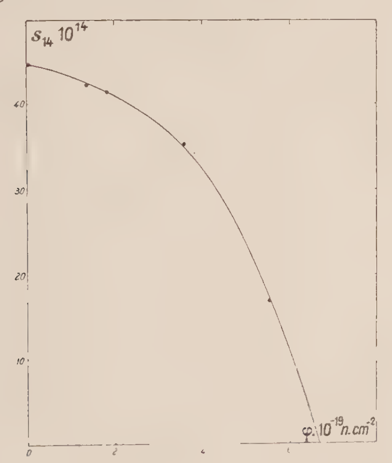


Fig. 9. — Influence de la dose d'irradiation sur la constante élastique s_{14} du quartz.

élastique s_{14} et à la constante piézoélectrique d_{11}. Ce sont les deux constantes qui s'annulent de façon discontinue à 574 °C dans le quartz naturel, l'axe optique ternaire en phase α devenant sénaire en phase β. Il est remarquable de constater que s_{14} et d_{11} diminuent régulièrement par irradiation et s'annulent toutes deux à la dose de 6,5.10^{19} n.cm^{-2}. Au-delà de cette dose, le quartz irradié a donc la symétrie du quartz β ; en effet, à 7,7.10^{19} n.cm^{-2} par exemple, le pouvoir rotatoire [4] et la constante piézoélectrique d_{14}, quoique très diminués, ne sont pas nuls.

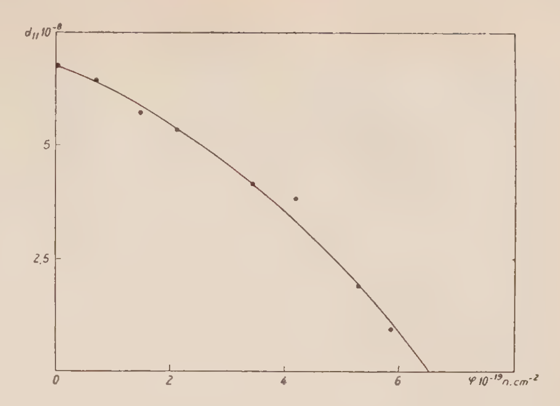


Fig. 10. — Influence de la dose d'irradiation sur la constante piézoélectrique d_{11} du quartz.

Pour les doses inférieures à 6,5.10^{19} n.cm^{-2}, la transformation $\alpha \leftarrow \beta$ se produit toujours dans le quartz irradié, mais elle n'a plus les mêmes effets que dans le quartz naturel, comme le montre la figure 8. Par exemple, à la dose de 5,6.10^{19} n.cm^{-2} où elle peut être étudiée entre 20 °C et 700 °C sans que ces traitements thermiques ne guérissent le quartz de ses effets d'irradiation, on constate qu'elle n'est plus accompagnée d'anomalies de volume [2] ni de chaleur spécifique. La constante piézoélectrique d_{11} ne s'annule que vers 680 °C et de façon continue au lieu de disparaître brusquement à 574 °C comme dans le quartz naturel ; cette transformation donne aux courbes de fréquences (fig. 8) une forme en S ; le S devient de moins en moins marqué quand la dose augmente ; enfin, quand la dose a dépassé 6,5.10^{19} n.cm^{-2}, les courbes de fréquences n'ont plus de point d'inflexion (fig. 11).

La figure 14 montre les courbes de fréquences d'échantillons de silice vitreuse plus ou moins irradiés. Nous n'avons pas suivi de façon continue l'évolution du quartz entre la dose de 7,7.10^{19} n.cm^{-2} où il possède encore les caractères d'anisotropie du quartz β, et la dose de 20.10^{19} n.cm^{-2} où il est devenu isotrope comme un verre, mais la mesure d'échantillons de quartz cristallin et de la silice vitreuse ayant reçu cette dernière dose nous a montré qu'ils étaient bien tous identiques et isotropes. La conductivité thermique à basse température de cet état final est supérieure à celle de la silice ordinaire [10], ce qui confirme les observations d'un ordre à courte distance plus élevé faites aux rayons X [5, 6].

II. **Effets de traitements thermiques sur les échantillons irradiés.** — Tous les échantillons irradiés de quartz cristallin et de silice vitreuse évoluent lorsqu'on les recuit à une température suffisamment haute. Cet effet est déjà apparent sur les figures 7, 11 et 14. Il ne semble pas que cette évolution telle qu'on peut la suivre par des

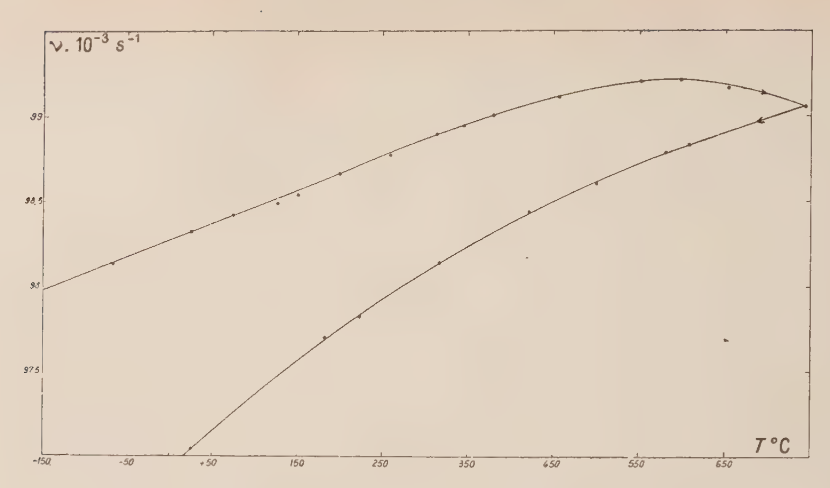


FIG. 11. — Variation, en fonction de la température, de la fréquence fondamentale de vibration longitudinale selon l'axe Oz d'un échantillon de quartz ayant subi une dose d'irradiation supérieure à $6{,}5.10^{19}$ n.cm^{-2}.

mesures de densité ou de constantes élastiques obéisse à des lois cinétiques simples ; d'autre part nous ignorons la structure microscopique des formes que prennent les échantillons irradiés, puis guéris. C'est pourquoi nous allons seulement indiquer les caractères généraux des effets observés.

a) CAS DU QUARTZ CRISTALLIN. — La dose de $6{,}5.10^{19}$ n.cm^{-2} à laquelle le quartz irradié acquiert la symétrie du quartz β joue ici encore un rôle. Au-dessous de cette dose, le quartz irradié retourne à son état initial par réchauffage. La température à laquelle il faut le porter pour obte-

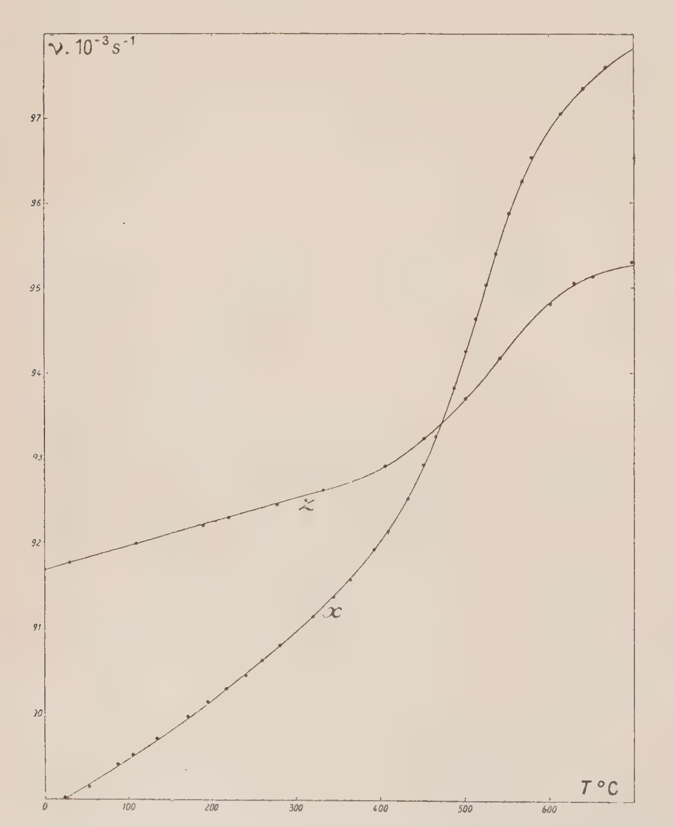


FIG. 12. — Évolution, en fonction de la température, des fréquences de résonance longitudinale (directions Ox et Oz) de quartz ayant subi une dose de $7{,}7.10^{19}$ n.cm^{-2} et un chauffage à 1 250 °C.

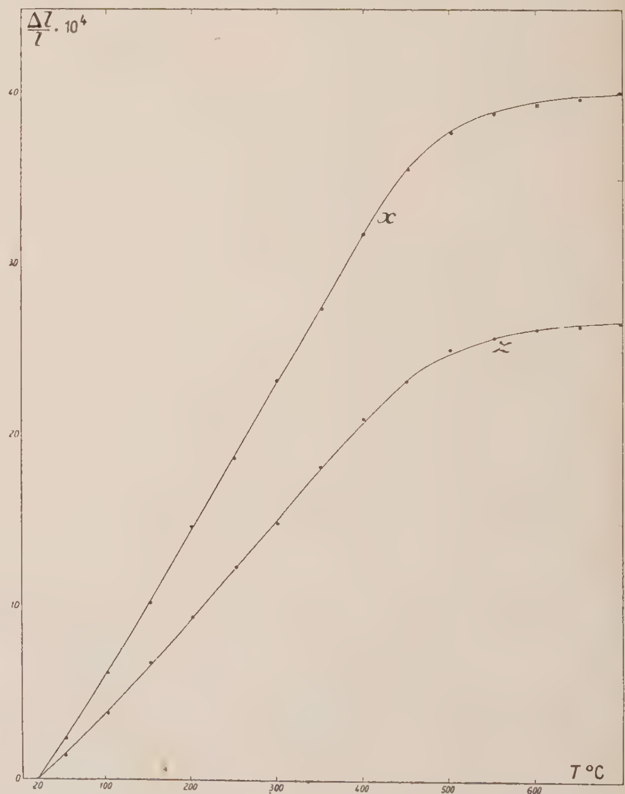


FIG. 13. — Variation avec la température des allongements relatifs suivant les directions Ox et Oz de quartz ayant subi une dose de $7{,}7.10^{19}$ n.cm^{-2} et un chauffage à 1 250 °C.

nir cette guérison en quelques heures croît avec la dose. Elle est de 850 °C pour 1,5.10¹⁹ n.cm⁻² et de 1 000 °C pour la dose de 5,6.10¹⁹ n.cm⁻². Pour des doses comprises entre 6,5.10¹⁹ n.cm⁻² et une limite supérieure que nous savons seulement inférieure à 20.10¹⁹ n.cm⁻², le quartz irradié évolue vers une nouvelle forme anisotrope qui n'existe pas dans la nature. Par réchauffage à 1 250 °C de quartz irradiés à la dose de 7,7.10¹⁹ n.cm⁻², on obtient une substance ayant les caractères de symétrie du quartz α (elle possède notamment une constante piézoélectrique d_{11}), mais dont la densité est seulement 2,35 g.cm⁻³ au lieu de 2,65 g.cm⁻³ pour le quartz naturel. Les figures 12 et 13 montrent l'influence de la température sur les fréquences longitudinales et les allongements de deux barreaux différemment orientés de ce « quartz léger ». Ces deux figures montrent qu'il existe encore une transformation α ⟵ β dans cette substance. Elle donne une forme en S aux courbes de la figure 12, et sur la figure 13 nous voyons les coefficients de dilatation de la forme α évoluer vers leurs valeurs presque nulles de la forme β.

La valeur anormalement faible de la densité de cette substance qui a pourtant les propriétés de l'état cristallin peut s'expliquer par la présence d'une grande quantité de pores dont il serait intéressant d'étudier la distribution en dimensions par la méthode de Guinier et Lambert [11].

Pour des doses encore supérieures, des traitements thermiques à 1 200 °C transforment le produit irradié en silice vitreuse ordinaire.

b) Cas de la silice vitreuse. — Quelle que soit sa dose d'irradiation, la silice vitreuse retourne à son état initial par réchauffage. Deux des courbes de la figure 14 montrent le début de cette évolution. La courbe relative à l'échantillon très irradié est interrompue à 520 °C parce que le cylindre ainsi chauffé au rythme de 3 °C mn⁻¹ s'est écaillé, l'évolution de sa structure ayant sans doute provoqué une brusque variation de densité.

Certains auteurs ayant signalé que la silice vitreuse irradiée se transformait volontiers en cristobalite ou en quartz, nous avons cherché à reproduire ces effets, mais nous n'avons jamais observé au cours de divers traitements thermiques que la silice irradiée se dévitrifiât plus aisément que la silice ordinaire.

c) Considérations générales. — C'est toujours vers un état de moindre énergie libre que se produisent spontanément des réarrangements

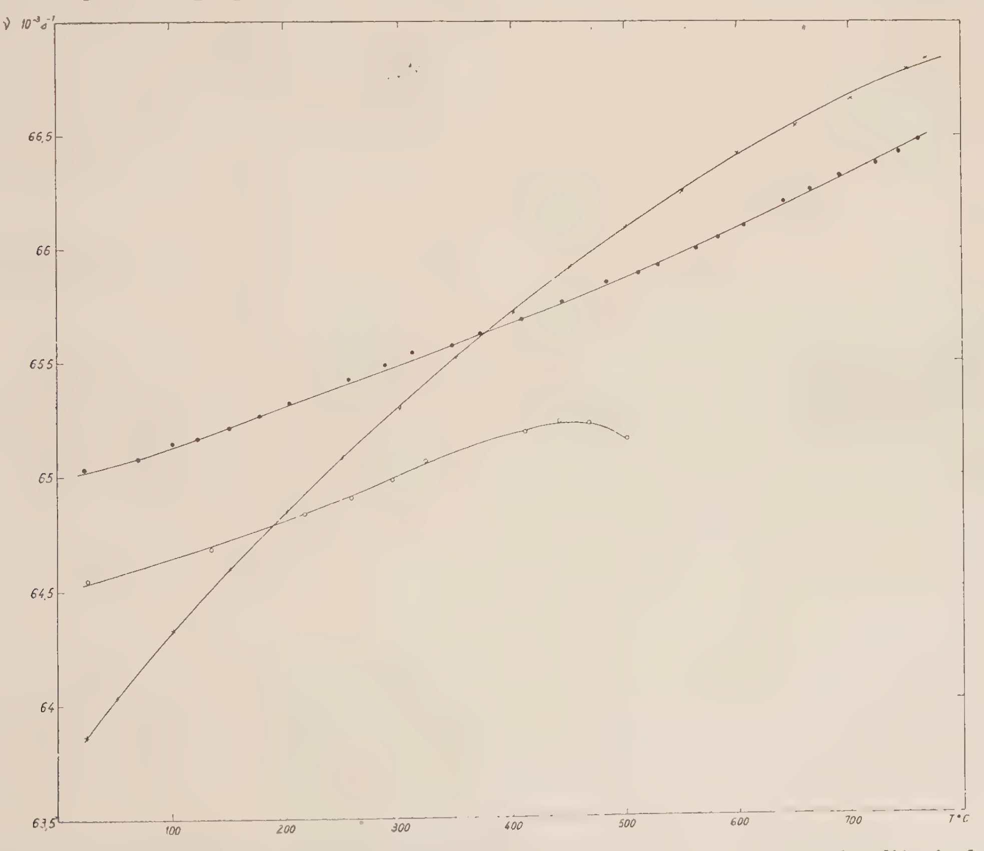


Fig. 14. — Évolution des fréquences de résonance longitudinale d'échantillons de silice irradiés à des doses différentes. Le plus irradié présente une interruption à 520 °C par suite d'une évolution de structure amenant une brusque variation de densité. ×, non irradié ; ●, dose : 4.10¹⁹n.cm⁻² ; ○, dose 2.10²⁰n.cm⁻².

atomiques lorsque la température est assez élevée pour que les atomes soient mobiles. L'énergie libre étant une quantité difficile à définir, donc aussi à calculer, nous raisonnerons en termes d'énergie interne.

L'énergie interne de la silice vitreuse est à 20 °C supérieure de 38 calories g^{-1} à celle du quartz α ; il faut donc qu'aux fortes doses après lesquelles le quartz se transforme par chauffage en silice vitreuse, il ait emmagasiné au moins cette énergie sous l'effet des radiations.

D'autre part, pour les doses supérieures à 2.10^{19} $n.cm^{-2}$ où l'analyse thermique révèle que la transformation α — β n'est plus endothermique, il faut que le quartz irradié ait emmagasiné au moins les 7 calories g^{-1} séparant la forme β de la forme α. Une expérience d'analyse thermique menée jusqu'à 870 °C ne nous a montré aucun phénomène exothermique sur un échantillon irradié à la dose de $5{,}6.10^{19}$ $n.cm^{-2}$ qui ne serait complètement guéri que vers 1 000 °C.

III. **Conséquences technologiques.** — Les propriétés de la silice vitreuse varient peu sous irradiation, ce qui est encourageant pour son utilisation éventuelle dans un réacteur, mais au cours de ces études nous avons observé deux effets qui peuvent être nocifs :

a) un échantillon irradié à la dose de 2.10^{20} $n.cm^{-2}$ à une température voisine de 150 °C s'est écaillé sur une profondeur de 1 mm à la température de 520 °C quand on l'a réchauffé à la vitesse de 3 $°C.mn^{-1}$;

b) des études purement qualitatives sur des fibres de silice irradiées sous tension mécanique (compression et extension), nous ont montré l'existence d'un fluage important. D'une façon très approximative, il semble que, dans un flux de 2.10^{12} neutrons rapides.cm^{-2}, un échantillon maintenu à 60 °C flue à peu près aussi vite qu'à 600 °C, en l'absence de neutrons.

Le quartz cristallin subit une trop forte dilatation par irradiation pour être utilisé comme matériau dans un réacteur, mais les cristaux de quartz peuvent être utiles comme doseurs de neutrons rapides jusqu'aux doses de 10.10^{19} $n.cm^{-2}$; leurs propriétés piézoélectriques permettent en effet de mesurer commodément en pile l'évolution de leurs fréquences propres. Il suffit de pouvoir disposer à l'intérieur du réacteur deux fils conducteurs ou à la rigueur un seul, allant à l'échantillon.

IV. **Conclusion.** — A l'aide d'irradiations aux neutrons rapides on peut suivre de façon continue l'évolution du quartz α de l'état cristallin vers l'état vitreux. Il est remarquable qu'une des étapes de cette évolution soit une structure ayant la symétrie du quartz β. Par chauffage on peut la transformer en une autre structure beaucoup moins dense que celle du quartz α dont elle a la symétrie, et aussi stable que la silice vitreuse.

Nous tenons à remercier M. A. Miédan-Gros qui a effectué beaucoup des mesures relatives à cette étude après avoir mis au point les dispositifs expérimentaux.

Manuscrit reçu le 2 août 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Mayer (G.), Gigon (J.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 109.
[2] Mayer (G.), Recherches expérimentales sur une transformation du quartz. *Thèse*, 1959. Rapport C. E. A., n° 1330.
[3] Wittels (M. C.), *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 1117 et *Phil. Mag.*, 1957, 1445.
[4] Primak (W.) et al., *J. Amer. Ceram. Soc.*, 1955, **38**, 135. *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 1240.
[5] Lukesh (J. S.), *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 345.
[6] Simon (I.), *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 1587.
[7] Mayer (G.), Lecomte (M.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 242.
[8] Klemens (P. G.), *Phil. Mag.*, 1956, 938.
[9] Eshelby (J. D.), *J. Appl. Physics* (U. S. A.), 1954, **25**, 255.
[10] Cohen (A. F.), *J. Appl. Physics* (U. S. A.), 1958, **29**, 591.
[11] Lambert (M.), Étude des imperfections de structure du fluorure de lithium irradié aux neutrons thermiques. *Thèse*, 1958. Rapport C. E. A., n° 1080.
[12] Bommel, Dransfeld, *Phys. Rev.*, 1960, **117**, 1245.
[13] Berman (R.), Klemens (P. G.), Simon (F. E.), Fry (T. M.), *Nature*, 1950, **166**, 864.

PROBABILITÉ D'IONISATION PAR TRANSFERT D'ÉNERGIE D'ATOMES EXCITÉS A DES MOLÉCULES

Par Robert L. PLATZMAN (1)
(Laboratoire de Chimie Physique de la Faculté des Sciences, Paris).

Résumé. — La probabilité pour qu'une molécule soit ionisée quand elle acquiert une énergie d'excitation supérieure à son potentiel d'ionisation au cours d'une collision avec un atome métastable d'hélium, de néon ou d'argon est déduite, pour 14 molécules diatomiques et polyatomiques, des mesures de l'ionisation totale par les particules α dans les gaz rares contenant ces molécules comme impuretés. Dans tous les cas cette *efficacité d'ionisation* est plus petite que l'unité, et dans certains cas beaucoup plus petite. Dans quelques rares exemples, les résultats peuvent être comparés aux probabilités correspondantes d'excitation par absorption de lumière et on trouve dans ces cas que, dans la limite des erreurs expérimentales, les deux efficacités d'ionisation sont égales entre elles. Quelques conséquences de ces résultats sont discutées.

Abstract. — The probability that a molecule is ionized when it acquires excitation energy in excess of its ionization potential in a collision with a metastable helium, neon, or argon atom is deduced for fourteen diatomic and polyatomic molecules from measurements of the total ionization by alpha-particles in noble gases containing these molecules as impurities. In every case this *ionization efficiency* is smaller than unity, and sometimes it is much smaller. In a few instances the results can be compared with the corresponding probabilities in excitation by absorption of light, and the two ionization efficiencies are found to be equal, within the uncertainties of the data. Some of the implications of these results are discussed.

Le transfert de l'énergie d'excitation d'un atome excité à un autre atome, au cours d'une collision en phase gazeuse, est un des exemples les plus anciens [1] et les mieux connus [2, 3] de collisions de deuxième espèce. Si le deuxième atome X a un potentiel d'ionisation I_X plus petit que l'énergie d'excitation E_* de l'atome excité A*, la collision peut conduire à l'ionisation de X :

$$A^* + X \rightarrow A + X^+ + \varepsilon^-. \quad (1)$$

Une telle ionisation collatérale est particulièrement frappante si l'atome excité se trouve dans un état métastable, car, dans ce cas, sa longue durée de vie rend la réaction (1) possible même à de faibles concentrations de la deuxième espèce atomique. Plusieurs exemples du processus (1) ont été étudiés, en particulier avec des atomes de gaz rares à l'état métastable. Si la réaction est énergétiquement possible, c'est-à-dire si $E_* \geqslant I_X$, la section efficace [4, 5] de la réaction (1) est en général grande (comparable à la section efficace cinétique de la molécule) parce qu'il s'agit dans ce cas de résonance exacte — c'est-à-dire que le processus n'exige pas un changement appréciable de l'énergie cinétique des atomes. La cinétique de la compétition entre la réaction (1) et le processus de désactivation des atomes métastables dans le gaz pur, ne contenant que des atomes A, obéit [5] à la loi classique déduite en 1919 par Stern et Volmer [6]. Cette ionisation collatérale joue un rôle important dans beaucoup de domaines, entre autres dans les décharges électriques dans les gaz [7], et dans l'ionisation des gaz par des particules de hautes énergies [8, 9, 10].

La situation est différente si X est une molécule. Dans ce cas le transfert d'énergie ne produit pas nécessairement une ionisation, même si $E_* > I_X$. La raison en est que l'état excité de X qui sera atteint, bien que susceptible de conduire à la préionisation, aura aussi la possibilité de conduire à une dissociation (ou prédissociation), les vitesses des deux processus, préionisation et dissociation, étant comparables. Dans le cas de grandes molécules, il peut y avoir en outre un passage à un niveau électronique plus bas par conversion interne. Il existera donc pour chaque molécule une probabilité η de subir une ionisation, probabilité qui sera fonction de l'énergie d'excitation E et qui dépendra de la nature chimique de la molécule. Il est évident que $\eta = 0$ pour $E - I_X < 0$, et on peut s'attendre à ce que $\eta = 1$ pour

$$E - I_X \gg I_X.$$

Pour des valeurs de $E - I_X$ comprises entre 0 et quelques Rydberg, $\eta(E)$ aura une valeur comprise entre 0 et 1, et qui dépendra de la compétition entre les différents mécanismes décrits ci-dessus.

La détermination directe de η pour une série de molécules a été effectuée par Weissler et coll. [11]. Ces auteurs ont mesuré dans l'ultra-violet extrême l'absorption de la lumière et l'ionisation produite dans les gaz à basse pression. Les valeurs de η trouvées varient bien entre 0 et 1, ce qui renforce l'argument précédent qui indiquait qu'à des niveaux électroniques élevés il existe effectivement

(1) Professeur Fulbright, 1959-1960. Détaché de l'Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois, U. S. A.

une compétition entre la réorganisation des positions des noyaux et la préionisation. Weissler a appelé η *l'efficacité d'ionisation.*

Il n'y a *a priori* aucune raison pour que l'efficacité d'ionisation η_p correspondant à l'excitation par absorption d'un photon d'énergie $h\nu$ soit égale à η_c pour le transfert de l'énergie au cours d'une collision avec un atome excité possédant une énergie d'excitation $E_* = h\nu$. Il y a au contraire au moins trois raisons pour que les valeurs η_p et η_c soient différentes :

A) On peut considérer que l'ionisation consécutive à l'absorption d'un photon résulte de la contribution de deux mécanismes distincts : l'éjection directe d'un photoélectron par le champ électrique de l'onde électromagnétique :

$$BC + h\nu \rightarrow BC^+ + \varepsilon^- \quad (2)$$

et la formation d'un état excité quasi-stationnaire *suivie* d'une préionisation

$$BC + h\nu \rightarrow BC^* \quad (3)$$

$$BC^* \rightarrow BC^+ + \varepsilon^- \quad (4a)$$

$$\searrow B + C. \quad (4b)$$

(Il peut se produire aussi une préionisation d'un des fragments résultant de la dissociation. Ce cas relativement peu fréquent n'exige pas de discussion spéciale.) L'efficacité de photoionisation η_p observée serait donc plus grande que la probabilité intrinsèque de préionisation de l'état excité, dans une mesure qui dépendra de la contribution relative des réactions (2) et (3). L'ionisation par transfert d'énergie au cours de la collision peut aussi donner lieu à une compétition analogue. Toutefois étant donné que le champ électrique d'un atome excité est différent de celui d'une onde électromagnétique, les probabilités relatives de (2) et (3) peuvent être différentes dans le cas où l'énergie $E = h\nu$ est transférée par collision et dans le cas où il s'agit de l'absorption d'un photon.

B) Si la molécule possède plusieurs états de même énergie qui ne se combinent que peu (qui sont faiblement couplés), la nature de l'état excité transitoire peut être différente suivant qu'il se forme par collision ou qu'il résulte de l'absorption d'un photon. Ainsi l'excitation par collision n'est pas soumise aux règles de sélection applicables à des transitions dipolaires. Pour la même énergie E transférée, la nature de l'état excité de la molécule pourra dépendre d'autres facteurs ; ainsi par exemple elle dépendra du *spin* de l'atome initialement excité (règle de conservation du spin de Wigner [3]).

C) Les probabilités relatives de préionisation et de réorganisation atomique (processus (4a) et (4b)) peuvent être modifiées par l'interaction au cours de la collision. Deux facteurs sont à signaler :

a) la durée de la collision ($\sim 10^{-13}$ s) est du même ordre de grandeur que les temps minima caractéristiques nécessaires tant pour la préionisation que pour le réarrangement des atomes ;

b) dans le cas où l'atome excité est métastable, les sections efficaces pour le transfert d'énergie ne sont jamais beaucoup plus grandes que les sections efficaces cinétiques, car le champ électrique autour d'un atome métastable n'est pas un champ dipolaire et n'agit qu'à des distances relativement courtes. Une des conséquences de cet état de choses peut être que l'interaction peut conduire à un faible échange d'énergie entre les mouvements électroniques et nucléaires.

D'un autre côté, les valeurs de η_c et de η_p ne seront pas affectées par des collisions ultérieures avec d'autres atomes et molécules, car le temps nécessaire pour des processus tels que (4a) et (4b) est beaucoup plus court que l'intervalle de temps entre deux collisions à la pression atmosphérique et au-dessous.

Nous allons maintenant déduire quelques valeurs de η_c des données expérimentales et les comparer dans la mesure du possible avec les valeurs de η_p.

La possibilité d'obtenir des valeurs de η_c provient de la découverte de Jesse [8] que l'ionisation totale de l'hélium, du néon et de l'argon, résultant de l'absorption de particules atomiques de haute énergie, dépend beaucoup de la présence de petites quantités d'impuretés. Si l'énergie d'excitation E_* de l'atome du gaz rare à un état métastable est supérieure à l'énergie d'ionisation I_X de l'atome ou de la molécule présent comme impureté, l'ionisation du gaz rare pollué sera toujours plus grande que celle du gaz pur. Cette ionisation collatérale est due surtout, bien que non exclusivement, à la réaction (1) avec des atomes dans des états métastables. L'ionisation totale est en général mesurée par le rapport $W = T_0/N_i$, où T_0 est l'énergie cinétique initiale de la particule incidente et N_i le nombre (moyen) total de paires d'ions formées par absorption totale [9, 10]. Tous les résultats qui seront utilisés ici proviennent des expériences sur les rayons α, pour lesquelles les données sur l'effet Jesse sont les plus précises, mais on peut s'attendre à ce que le comportement soit similaire pour tous les types de rayonnements de grande énergie, ce qui a été effectivement observé avec les rayons γ [8] et β [5]. En ajoutant aux gaz purs des quantités déterminées de substances connues on trouve que la valeur de W décroît progressivement et atteint un palier pour des concentrations d'« impuretés » de quelques dixièmes de pourcent. La diminution de W sur ce

palier correspond à la formation d'un certain nombre ΔN_i de paires d'ions collatéraux par particule ionisante.

Le nombre d'atomes métastables produits par une particule α et par les électrons secondaires qu'elle engendre ne sera pas affecté par la présence de l'impureté à des concentrations inférieures à environ 1 %. On doit donc s'attendre à ce que, sur le palier, où tous les atomes métastables du gaz rare ont été désactivés par le processus (1), $\Delta N_i = 0$ si $I_X > E_*$ et $\Delta N_i =$ constante pour chaque gaz rare si $I_X \leqslant E_*$. C'est ce que l'on observe, ou à peu près, si l'impureté elle-même est un gaz rare. En réalité, pour des « polluants » ayant $I_X < E_*$, ΔN_i croît lentement quand I_X décroît à cause de l'ionisation additionnelle par des électrons libres possédant une énergie cinétique ε comprise entre I_X et E_0, où E_0 est l'énergie d'excitation du niveau électronique excité le plus bas du constituant principal du mélange. On appelle de tels électrons, dont l'énergie cinétique ne suffit plus pour exciter électroniquement le composant principal du mélange, *électrons de sous-excitation* ; leur contribution à l'ionisation collatérale a été examinée dans un travail antérieur [12]. Toutefois, si l'impureté ajoutée est un gaz moléculaire, ΔN_i est toujours plus petit que ce à quoi on aurait pu s'attendre sur la base des expériences avec les impuretés atomiques. Ce résultat a été expliqué comme étant dû à une efficacité d'ionisation inférieure à l'unité pour le transfert d'énergie d'atomes métastables à la molécule [9, 10]. Cet effet est particulièrement frappant dans le cas des résultats de Hurst qui a étudié l'effet Jesse dans des mélanges d'argon [13] contenant des petites quantités de « polluant », tous les « polluants » étant, dans ce travail, des molécules polyatomiques de nature chimique différente.

Nous allons maintenant utiliser les différences trouvées entre le comportement des impuretés atomique et moléculaire pour calculer les valeurs de η_c, l'efficacité d'ionisation par collisions. En première approximation, on a :

$$\eta_c = \Delta N_i / \Delta N_i^a \qquad (5)$$

où ΔN_i est l'incrément d'ionisation pour une impureté donnée, mesurée sur le palier, et ΔN_i^a est l'incrément correspondant à une impureté atomique, possédant le *même potentiel d'ionisation* que l'impureté moléculaire. Cette équation ne tient compte qu'approximativement des électrons de sous-excitation, car on néglige le fait que leur contribution à ΔN_i implique les valeurs de E comprises entre E_0 et I_X, et peut donc correspondre à une valeur moyenne de η légèrement différente de η_c (²). La correction, assez faible d'ailleurs, qu'il faut apporter pour en tenir compte, sera examinée dans une publication ultérieure.

Dans le cas où l'hélium et le néon constituent les gaz principaux, les valeurs de ΔN_i^a sont facilement obtenues à partir de la courbe tracée à travers les valeurs observées de ΔN_i pour les gaz contaminants tels que l'argon, le krypton et le xénon. Ceci n'est pas possible pour l'argon, pour lequel même le xénon correspond à $I_X > E_*$. Nous avons donc admis que $\Delta N_i^a(I_X)$ pour l'argon était la même fonction que pour le néon (ou pour l'hélium : les fonctions $\Delta N_i^a(I_X)$ pour l'hélium et le néon ne différant que de peu). Cette hypothèse est en accord avec l'observation que l'hélium, le néon et l'argon se comportent de la même manière en ce qui concerne le bilan énergétique de tous les produits primaires d'absorption des particules α [9, 10].

Les résultats des calculs de η_c sont représentés dans le tableau I (p. 856). La valeur de $\bar{E}_*$ introduite pour le néon et l'argon constitue dans chaque cas la moyenne des énergies d'excitation des deux états métastables. On a pris la moyenne simple car on ne connaît rien sur la population relative de ces deux états à la suite de l'absorption des particules α. Dans le cas de l'hélium, la plupart des atomes métastables sont à l'état 2^1S_0 et la valeur appropriée de $\bar{E}_*$ est voisine de l'énergie d'excitation de cet état. Les références concernant les sources de renseignements pour les différentes valeurs de ΔN_i sont données dans le tableau.

Les efficacités d'ionisation se trouvent être dans tous les cas inférieures à l'unité. Il faut remarquer que les molécules présentes comme « polluants » sont des molécules à nombre d'électrons pair et composées, à une exception près, d'hydrogène et d'éléments de la première ligne du système périodique.

Nous avons aussi représenté dans le tableau I les valeurs de η_p données par Weissler et ses collaborateurs. Dans les rares cas dans lesquels on dispose des deux valeurs, η_p et η_c, pour à peu près la même énergie d'excitation $(\bar{\lambda} = hc/\bar{E}_*)$, les deux valeurs sont approximativement égales. Bien que la base expérimentale pour conclure que cette égalité se retrouve toujours soit encore très mince, et qu'elle soit limitée par les imprécisions tant de η_p que de η_c, cette égalité paraît néanmoins significative. Ainsi η_c pour N_2 et pour CO_2 avec

(²) En réalité η_ε pour l'excitation par impact électronique correspond à un troisième type d'efficacité d'ionisation. Pour des électrons très rapides, d'énergie cinétique supérieure à environ 1 keV, $\eta_\varepsilon = \eta_p$, pour le même transfert d'énergie, à cause de l'équivalence bien connue entre l'absorption de la lumière et le transfert d'énergie par des particules chargées de grande vitesse dans des chocs tangentiels. Toutefois, pour les électrons lents il est parfaitement possible que la forte interaction entre la molécule et l'électron (qui permet, entre autres effets, un renversement de spin) conduise à des valeurs de η_ε différentes tant de η_p que de η_c. Il s'ensuit que, bien que les conclusions du présent article aient sûrement une importance en ce qui concerne la loi du seuil d'ionisation des molécules par impact électronique, aucune conclusion précise à ce sujet ne peut être faite actuellement.

TABLEAU I

VALEURS DES EFFICACITÉS D'IONISATION POUR LE TRANSFERT D'ÉNERGIE DANS LES COLLISIONS DE DIVERSES MOLÉCULES AVEC DES ATOMES DES GAZ RARES DANS DES ÉTATS MÉTASTABLES (η_c) ET POUR L'ABSORPTION DE LA LUMIÈRE (η_p).

	He*		Ne*		Ar*	
	$\overline{E}_* = 20{,}57$ eV		$\overline{E}_* = 16{,}67$ eV		$\overline{E}_* = 11{,}64$ eV	
	$\overline{\lambda} = 603$ Å		$\overline{\lambda} = 744$ Å		$\overline{\lambda} = 1065$ Å	
	η_c	η_p	η_c	η_p	η_c	η_p
H_2	0,92[5]		0,83[5]	0,85[18]	0	0
N_2	0,89[5]	0,90[11,17]		0,75[11,17]	0	0
O_2	0,9[14]	0,93[11,17]		0,60[11,17]	0	0
CO_2	0,87[5]	0,80[11]		0,90[11]	0	0
CH_4	0,83[15]				0	0
C_3H_8					0,30[13]	
nC_4H_{10}					0,36[13]	
C_2H_4	0,73[5]			0,85[19]	0,26[5,13]	0,3[19]
C_2H_2	0,79[16]		0,77[16]	0,80[19]	0,76[13,16]	0,8[19]
C_6H_6					0,40[13,16]	
$(CH_3)C_6H_5$					0,39[13]	
C_2H_5OH					0,30[13,20]	
$(CH_3)_2CO$					0,18[13]	
CH_3I					0,52[13]	

Note. — On a marqué $\eta = 0$ dans tous les cas où $I_x > \overline{E}_*$. Quoique le W de tels mélanges gazeux indique souvent l'existence d'une ionisation collatérale, l'augmentation de l'ionisation est plus faible que dans les autres cas et exige une concentration plus importante d'additifs que dans le cas de l'effet Jesse proprement dit ; cette augmentation n'est évidemment pas due à la réaction (1) avec des atomes métastables.

l'hélium excité est un peu, mais définitivement plus petit que l'unité ; pour l'argon excité, η_c de l'éthylène est beaucoup plus petit que η_c de l'acétylène ; or dans les deux cas la même chose peut être dite en ce qui concerne les valeurs correspondantes de η_p.

Il faut remarquer que les expériences sur la valeur de W dans les gaz rares pollués constituent potentiellement une source très riche de données concernant η_c. Or si la suggestion que $\eta_p = \eta_c$ devait être confirmée par d'autres recherches, les mesures de W pourraient fournir des valeurs de l'efficacité d'ionisation plus facilement et peut-être avec plus de précision que les mesures optiques actuellement possibles, toutefois, évidemment, pour un nombre assez réduit de valeurs de E_*. (La structure très intéressante du spectre de $\eta(E)$ [11] ne peut être obtenue actuellement que par des mesures optiques.) Des informations sur η_c peuvent être aussi obtenues à partir de certaines études d'électronique gazeuse — par exemple, à partir de mesures de l'influence des polluants sur le potentiel de rupture et le coefficient d'ionisation des gaz rares (effet Penning). Quelques données se rapportant à ce point sont déjà disponibles [21]. Il serait particulièrement intéressant de déterminer si η_c a la même valeur pour les atomes d'hélium à l'état 2^3S et à l'état 2^1S.

La connaissance de $\eta(E)$ serait évidemment un élément essentiel pour la compréhension de la nature des états électroniques hautement excités des molécules. On ne saurait trop souligner le fait que le large domaine de E dans lequel $E > I$ et $\eta < 1$ est justement le domaine dans lequel est concentrée la fraction la plus importante de la force d'oscillateur totale.

Pour la même raison, une grande partie de l'excitation (à distinguer de l'ionisation) résultant de l'absorption de rayonnements de haute énergie se trouvera à des valeurs d'énergie d'excitation *supérieures* au potentiel d'ionisation. Comme les potentiels d'ionisation des molécules sont considérablement plus élevés que les énergies de dissociation (D) des liaisons chimiques, l'activation chimique des molécules dans ces états excités sera très importante. Dans les petites molécules, qui habituellement se dissocient très rapidement après leur excitation, l'énergie excédentaire ($E - D$) va apparaître sous forme d'excitation électronique et sous forme d'énergie de mouvements atomiques

(translation, vibration, rotation) et va en général augmenter la réactivité chimique des fragments. Par conséquent, la formation des fragments excités ne sera pas un phénomène rare, comme on l'a supposé jusqu'à présent, mais au contraire apparaîtra pour une fraction appréciable, peut-être même pour la majorité des fragments produits par dissociation de molécules excitées.

Les applications des informations concernant η sont nombreuses et concernent diverses branches de la physique et de la chimie. Par exemple, les processus tels que ceux discutés ici se retrouvent fréquemment dans le fonctionnement des compteurs Geiger, des chambres d'ionisation et d'autres appareils pour la détection et la mesure des particules nucléaires, dans les différents types de décharges électriques dans les gaz, et dans les mécanismes de la chimie des rayonnements. L'importance de η_ε pour la loi de « seuil » d'ionisation des molécules par impact électronique a déjà été mentionnée. Parmi les conséquences théoriques figure la nécessité de modifier l'interprétation des données optiques obtenues à partir des mesures d'ionisation. A partir de la variation de l'ionisation primaire avec l'énergie pour des électrons de haute énergie (MeV) [22] ou de la section efficace d'ionisation par des électrons d'énergie moyenne (keV) [23], la quantité

$$M_{\rm I}^2 = R \int^{\infty} \eta_{\rm p}(E)\, E^{-1}\, {\rm d}f(E) \qquad (6)$$

peut être déterminée. Ici $\mathrm{d}f/\mathrm{d}E$ est la force d'oscillateur différentielle et elle est proportionnelle au coefficient d'absorption de la lumière de longueur d'onde $\lambda = hc/E$, tandis que R est une unité Rydberg d'énergie. La nécessité d'introduire le facteur $\eta_{\rm p}(E)$ n'avait pas été reconnue antérieurement, c'est-à-dire qu'on pensait que la section efficace d'ionisation donnait la quantité :

$$M_{\rm I}^2 = R \int_{\rm I}^{\infty} E^{-1}\, {\rm d}f(E). \qquad (7)$$

Les deux paramètres sont égaux pour les atomes (en admettant que l'émission d'un photon ne peut pas entrer en compétition avec la préionisation), mais ils sont différents pour les molécules. Un moyen direct et utile pour la détermination de l'efficacité d'ionisation moyenne pour tout le domaine continu d'ionisation consiste à combiner les mesures de $M_{\rm i}^2$ (variation de la section efficace d'ionisation avec l'énergie) avec la valeur de $M_{\rm I}^2$ (obtenue par l'intégration de l'équation (7), en utilisant les données sur l'absorption de la lumière ou sur la diffusion des électrons) :

$$\bar{\eta}_{\rm p} = M_{\rm i}^2 / M_{\rm I}^2. \qquad (8)$$

A partir du tableau I et de la discussion qui précède, on peut tirer les conclusions générales suivantes :

1. — La validité de l'explication [9] des différences, à première vue erratiques, de W entre les différents mélanges d'argon contenant de faibles quantités d'impuretés [13] sur la base de l'hypothèse que $\eta_{\rm c} < 1$ est renforcée.

2. — L'hypothèse générale, bien que souvent faite d'une manière implicite, que le transfert d'énergie en excès du potentiel d'ionisation à une molécule résulte nécessairement en une ionisation, est incorrecte.

3. — Beaucoup de molécules de nature différente (probablement la plupart et peut-être toutes les molécules) possèdent des états électroniques excités situés entre le potentiel d'ionisation et quelques unités Rydberg au-dessus. Dans ces états, la dissipation de l'énergie d'excitation par dissociation ou conversion interne peut entrer en concurrence favorablement avec la pré-ionisation.

4. — Les théories de la photoionisation des molécules (dans le domaine d'énergie discuté ici) utilisant les éléments de matrice entre l'état fondamental et les états « ion + électron libre » sont pour le moins incomplètes. Il est possible, et ce sera une étude initiale très importante, d'obtenir des informations plus détaillées sur les spectres d'efficacité d'ionisation et de développer une théorie suffisante pour le cas de l'hydrogène moléculaire, pour lequel on dispose aussi d'informations spectroscopiques sur la préionisation [24, 25].

5. — Il y a une indication assez nette (mais pas plus qu'une indication, à cause de la pauvreté et de l'imprécision des données existantes) que $\eta_{\rm c} = \eta_{\rm p}$, et que par conséquent les facteurs pouvant être responsables des différences entre ces deux valeurs n'interviennent pas. Cette conclusion provisoire, si elle était confirmée, aurait de nombreuses conséquences. En particulier, si, en outre, une analyse détaillée du caractère du champ au voisinage d'un atome métastable devait montrer que, comme nous l'avons indiqué ci-dessus, il diffère essentiellement du champ d'une onde libre, dans la mesure où ce champ détermine les probabilités de photoionisation directe (procédé 2) et de photoexcitation (procédé 3), on pourrait conclure de cette égalité que la probabilité du 1er processus est plus faible que celle du 2e et que l'efficacité d'ionisation mesurée est égale à la probabilité intrinsèque de la préionisation de l'état excité. Cette conclusion nécessiterait la révision de plusieurs idées actuelles concernant la nature de l'ionisation par absorption de lumière, par impact électronique et par collision de deuxième espèce avec des atomes excités.

Manuscrit reçu le 15 juillet 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Cario (G.) et Franck (J.), *Z. Physik*, 1923, **17**, 202.

[2] Pour une littérature ancienne, voir Willey (E. J. B.), « Collisions of the Second Kind » (Edward Arnold and Co., London, 1937).

[3] Pour une littérature plus récente, voir Massey (H. S. W.) et Burhop (E. H. S.), « Electronic and Ionic Impact Phenomena » (Clarendon Press, Oxford, 1952).

[4] Biondi (M. A.), *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 660.

[5] Jesse (W. P.) et Sadauskis (J.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 1755.

[6] Stern (O.) et Volmer (M.), *Physik. Z.*, 1919, **20**, 183.

[7] Druyvesteyn (M. J.) et Penning (F. M.), *Rev. Mod. Physics*, 1940, **12**, 87 (cf. chapitre 12).

[8] Jesse (W. P.) et Sadauskis (J.), *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 417.

[9] Pour une revue qui met l'accent sur les caractéristiques de W relatives à cette publication, voir Platzman (R. L.), chapitre 2, dans « Radiation Biology and Medicine » (W. D. Claus, ed.) (Addison-Wesley Publishing Co., Reading, Mass., 1958) ; et aussi, réf. 10, ci-dessous.

[10] Platzman (R. L.), dans « Proceedings of the Conference on Penetration of Charged Particles in Matter » (U. S. National Research Council, Publication n° 752, Washington, D. C., 1960).

[11] Weissler (G. L.), *Hand. Physik*, 1956, **21**, 318 (Springer-Verlag, Berlin).

[12] Platzman (R. L.), *Radiation Research*, 1955, **2**, 1.

[13] Melton (C. E.), Hurst (G. S.) et Bortner (T. E.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 643.

[14] Haeberli (W.), Huber (P.) et Baldinger (E.) *Helv. Phys. Acta*, 1953, **26**, 145.

[15] Bortner (T. E.) et Hurst (G. S.), *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 1236.

[16] Moe (H. J.), Bortner (T. E.) et Hurst (G. S.), *J. Phys. Chem.*, 1957, **61**, 422.

[17] Wainfan (N.), Walker (W. C.) et Weissler (G. L.), *J. Appl. Physics*, 1953, **24**, 1318.

[18] Wainfan (N.), Walker (W. C.) et Weissler (G. L.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 542.

[19] Walker (W. C.) et Weissler (G. L.), *J. Chem. Physics*, 1955, **23**, 1547.

[20] Bertolini (G.), Bettoni (M.) et Bisi (A.), *Nuovo Cimento*, 1954, **11**, 458.

[21] Klarfeld (B.), *Z. Physik*, 1932, **78**, 111.

[22] Fano (U.), *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 1198.

[23] Miller (W. F.) et Platzman (R. L.), *Proc. Phys. Soc.*, 1957, **A70**, 299.

[24] Beutler (H.) et Jünger (H.-O.), *Z. Physik*, 1936, **100**, 80.

[25] Beutler (H.) et Jünger (H.-O.), *Z. Physik*, 1936, **101**, 285.

LA FUSION DE DEUX CORPUSCULES EN THÉORIE FONCTIONNELLE

Par Florence AESCHLIMANN,
Physique mathématique, Institut Henri-Poincaré, Paris.

Résumé. — Étude d'un système de deux corpuscules à spin en théorie fonctionnelle relativiste ; équation de l'onde barycentrique, équations relatives et équation réduite. Parmi les états de ce système, il y a, en certains cas, ceux pour lesquels les ondes relatives sont des constantes ; ceci exprime que le mouvement relatif autour du barycentre est évanescent. Pour deux corpuscules de spin 1/2 et de même masse, on obtient ainsi un système fondu qui se comporte comme un corpuscule de spin 1. De là, par l'approximation conduisant à la mécanique ondulatoire usuelle, on retrouve les résultats de la méthode de fusion ; on obtient donc une justification physique du procédé formel de la fusion.

Abstract. — Study of a system of two particles with spin in relativistic functional theory; equation of the barycentric wave, equations of the relative motion and reduced equation. In the set of the states of the system, in some cases there exist states where the relative waves are constants. This case corresponds to vanishing relative motion. In the case of two particles of spin 1/2 of the same mass, a melted system is obtained which is equivalent to a particle with spin 1. From this result, by the approximation giving the usual wave mechanics, the equations given by the fusion method are obtained. The fusion method is thus justified and its physical significance is apparent.

1. **Introduction.** — Je me propose d'étudier ici le processus de fusion de deux corpuscules en théorie fonctionnelle en partant des résultats obtenus dans un article précédent sur les systèmes de corpuscules [1].

La méthode de fusion de M. Louis de Broglie [2] en mécanique ondulatoire usuelle apparaît comme un procédé formel pour construire un corpuscule de spin 1 à partir de deux corpuscules de spin 1/2. Cependant on a tout lieu de penser que la fusion n'est pas seulement un procédé formel mais correspond à un processus physique : il y aurait un état dans lequel deux corpuscules complémentaires apparaîtraient comme fondus et se comporteraient comme un corpuscule de spin 1. Dès les débuts de la théorie de la fusion, J. L. Destouches [3] avait interprété l'équation d'évolution de M. Louis de Broglie comme l'équation du barycentre des deux corpuscules et l'équation de condition comme l'équation exprimant l'évanescence du mouvement relatif autour du barycentre. Par la suite, M. de Broglie et Mme Tonnelat ont essayé de décrire une véritable interaction entre les deux constituants. Mais toute description dans le cadre de la mécanique ondulatoire usuelle ne peut être satisfaisante car elle exige l'utilisation de l'espace de configuration pour deux corpuscules et ceci ne peut s'accorder avecslqutransformations de Lorentz. De là des difficultés qui n'ont pu jusqu'ici être surmontées. Bien que l'interprétation donnée par J. L. Destouches semble assez satisfaisante, elle ne peut cependant être acceptée pour la raison d'invariance par les transformations de Lorentz que nous venons d'indiquer et l'on a dû se borner à considérer la fusion comme un procédé purement formel.

En théorie fonctionnelle, la situation est complètement changée parce que l'on n'a pas à utiliser l'espace de configuration. Chaque corpuscule est représenté par une fonction $u_j(P, t)$ fonction de point de l'espace-temps, c'est-à-dire par un champ. Il n'y a aucune difficulté d'invariance par les transformations de Lorentz et la méthode de fusion prend dans cette théorie une signification physique satisfaisante.

2. **Équations fondamentales.** — Pour un système de deux corpuscules u_1 et u_2, on a comme équations

$$\mathfrak{L}_1 u_1 = Q_1, \qquad \mathfrak{L}_2 u_2 = Q_2.$$

Nous avons admis [4] que les opérateurs L_j de ces équations étaient de la forme

$$\mathfrak{L}_j = \mathfrak{H}_j + i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$$

où $\mathfrak{H}_j$ ne contient pas $\frac{\partial}{\partial t}$, d'où pour les équations

$$i\hbar \frac{\partial u_{1\alpha}}{\partial t} = (\mathcal{N}_{1\alpha} - \mathfrak{H}_1) u_{1\alpha}$$

$$i\hbar \frac{\partial u_{2\beta}}{\partial t} = (\mathcal{N}_{2\beta} - \mathfrak{H}_2) u_{2\beta}.$$

3. **Équations de l'onde barycentrique.** — Si l'on a un système de corpuscules doués de spin ou de spin isotopique, la fonction u_j du j^e corpuscule a

des composantes $u_{j\alpha}$. La fonction u_G de l'onde barycentrique aura des composantes avec des indices correspondant à chaque corpuscule du système ; on aura pour un système de deux corpuscules :

$$u_G(P, t)_{\alpha,\beta} = u_1(P, t)_\alpha \cdot u_2(P, t)_\beta$$

et cela pour tous les systèmes α, β de valeurs possibles des indices. Le système d'équations pour l'onde $u_G(P, t)$ s'obtient de la même façon que dans le cas de l'absence de composantes, en prenant la dérivée par rapport au temps des deux membres de l'équation précédente et en remplaçant les $\frac{\partial u_{j\lambda}}{\partial t}$ par leur expression fournie par les équations du système de corpuscules. On a

$$\frac{\partial u_{G\alpha\beta}}{\partial t} = \frac{u_{G\alpha\beta}}{u_{1\alpha}} \frac{\partial u_{1\alpha}}{\partial t} + \frac{u_{G\alpha\beta}}{u_{2\beta}} \frac{\partial u_{2\beta}}{\partial t}.$$

Posons

$$\mathcal{N}_{j,\beta_j}\, u_{j,\beta_j} =_d Q_{j,\beta_j}$$

alors l'équation de l'onde barycentrique est

$$i\hbar \frac{\partial u_{G\alpha\beta}}{\partial t} = (\mathcal{N}_{1\alpha} + \mathcal{N}_{2\beta})\, u_{G\alpha\beta} - u_{G\alpha\beta}\left(\frac{1}{u_{1\alpha}} \mathfrak{H}_1\, u_{1\alpha} + \frac{1}{u_{2\beta}} \mathfrak{H}_2\, u_{2\beta}\right).$$

Explicitons cette équation dans le cas d'un système de n corpuscules de Dirac de spin 1/2. On a dans ce cas

$$\frac{1}{c}(\mathcal{N}_{j,\beta_j} - \mathfrak{H}_j)\, u_{j,\beta_j} = \frac{1}{c} Q_{j,\beta_j} + \left(\frac{e_j}{c}\mathcal{V}_j + \sum_{k=1}^{3} \alpha_{j,k}\, p_k + \alpha_{j,4}\, m_j c\right) u_{j,\beta_j}$$

et

$$Q_{j,\beta} = \sum_{\nu=1}^{16} \mathfrak{N}_{j\nu}\, \alpha_{j\nu}\, u_{j,\beta_j}.$$

Alors

$$i\hbar \frac{\partial u_{G\alpha\beta}}{\partial ct} = \Big\{ \sum_{\nu=1}^{16} \frac{1}{c}(\mathfrak{N}_{1\nu}\, \alpha_{1\nu}^{\odot} + \mathfrak{N}_{2\nu}\, \alpha_{2\nu}^{\odot}) + \frac{e_1}{c}\mathcal{V}_1 + \frac{e_2}{c}\mathcal{V}_2 + (\alpha_{1,4}^{\odot}\, m_1 + \alpha_{2,4}^{\odot}\, m_2)c + \frac{e_1}{c}\vec{\alpha}_1^{\odot}\vec{A}_1 + \frac{e_2}{c}\vec{\alpha}_2^{\odot}\vec{A}_2 \Big\} u_{G\alpha\beta} + i\hbar \Big\{ (\vec{\alpha}_1^{\odot} + \vec{\alpha}_2^{\odot}) \operatorname{grad} u_{G\alpha\beta} - \vec{\alpha}_1^{\odot}\, u_{1\alpha} \operatorname{grad} u_{2\beta} - \vec{\alpha}_2^{\odot}\, u_{2\beta} \operatorname{grad} u_{1\alpha}.$$

où $\odot$ désigne le produit de fusion :

$$\vec{\alpha}_1^{\odot} = \vec{\alpha}_1 \odot 1 \quad \text{et} \quad \alpha_2^{\odot} = \odot 1\, \vec{\alpha}_2.$$

4. **Ondes relatives.** — On pose

$$u_{r,1,\alpha\beta} = u_{1\alpha} \cdot u_{G\alpha\beta}^{-\frac{m_1}{\mathcal{M}}}, \quad u_{r,2,\alpha\beta} = u_{2\beta} \cdot u_{G\alpha\beta}^{-\frac{m_2}{\mathcal{M}}}.$$

Il est plus intéressant d'exprimer l'équation de u_G en fonction des ondes relatives $u_{r,1\alpha\beta}$ et $u_{r,2\alpha\beta}$ au lieu des ondes $u_{1\alpha}$ et $u_{2\beta}$. On a

$$u_{r,k,\beta_1,\beta_2,\ldots,\beta_n} = u_{k,\beta_k} \cdot u_{G}^{-\frac{m_k}{\mathcal{M}}}{}_{,\beta_1,\beta_2,\ldots,\beta_n},$$

d'où l'on tire $u_{1\alpha}$ et $u_{2\beta}$ en fonction de u_G et de $u_{r,1}$ et $u_{r,2}$ et comme $u_{1\alpha}$ et $u_{2\beta}$ ne figurent dans l'équation (1) que sous le signe gradient, on obtient après calcul de grad $u_{1\alpha}$ et grad $u_{2\beta}$ puis regroupement des termes

$$i\hbar \frac{\partial u_{G\alpha\beta}}{\partial ct} = \Big\{ \frac{1}{c}\sum_{\nu=1}^{16} (\mathfrak{N}_{1\nu}\, \alpha_{1\nu}^{\odot} + \mathfrak{N}_{2\nu}\, \alpha_{2\nu}^{\odot}) - \frac{e_1}{c}\mathcal{V}_1 - \frac{e_2}{c}\mathcal{V}_2 - (\alpha_{1,4}^{\odot}\, m_1 + \alpha_{2,4}^{\odot}\, m_2)\, c - \vec{\alpha}_1^{\odot}\left[\frac{e_1}{c}\vec{A}_1 + i\hbar \frac{\operatorname{grad} u_{r2\alpha\beta}}{u_{r2\alpha\beta}} - i\hbar \frac{m_1}{\mathcal{M}} \operatorname{grad}\right] - \vec{\alpha}_2^{\odot}\left[\frac{e_2}{c}\vec{A}_2 + i\hbar \frac{\operatorname{grad} u_{r1\alpha\beta}}{u_{r1\alpha\beta}} - i\hbar \frac{m_2}{\mathcal{M}} \operatorname{grad}\right] \Big\} u_{G\alpha\beta}.$$

5. **Équations des ondes relatives.** — On a

$$u_{r,1\alpha\beta} = u_{1\alpha} \cdot u_{G\alpha\beta}^{-\frac{m_1}{\mathcal{M}}}, \qquad u_{r,2\alpha\beta} = u_{2\beta} \cdot u_{G\alpha\beta}^{-\frac{m_2}{\mathcal{M}}} \tag{3}$$

d'où en dérivant par rapport au temps puis en remplaçant $\frac{\partial u_{j,\beta j}}{\partial t}$ et $\frac{\partial u_{G\alpha\beta}}{\partial t}$ par les seconds membres des équations écrites plus haut on a

$$\frac{i\hbar}{c}\frac{\partial u_{r1\alpha\beta}}{\partial t} = \frac{1}{c}\Big\{ u_{G\alpha\beta}^{-\frac{m_1}{\mathcal{M}}} (\mathcal{N}_{1,\alpha} - \mathfrak{H}_1)\, u_{1\alpha} - \frac{m_1}{\mathcal{M}} u_{1\alpha}\, u_{G\alpha\beta}^{-\frac{m_1}{\mathcal{M}}} \left(\mathcal{N}_{1\alpha} + \mathcal{N}_{2\beta} - \frac{1}{u_{1\alpha}}\mathfrak{H}_1\, u_{1\alpha} - \frac{1}{u_{2\beta}}\mathfrak{H}_2\, u_{2\beta}\right)\Big\}$$

$$\frac{i\hbar}{c}\frac{\partial u_{r2\alpha\beta}}{\partial t} = \frac{1}{c}\Big\{ u_{G\alpha\beta}^{-\frac{m_2}{\mathcal{M}}} (\mathcal{N}_{2,\beta} - \mathfrak{H}_2)\, u_{2\beta} - \frac{m_2}{\mathcal{M}} u_{2\beta}\, u_{G}^{-\frac{m_2}{\mathcal{M}}} \left(\mathcal{N}_{1\alpha} + \mathcal{N}_{2\beta} - \frac{1}{u_{1\alpha}}\mathfrak{H}_1\, u_{1\alpha} - \frac{1}{u_{2\beta}}\mathfrak{H}_2\, u_{2\beta}\right)\Big\}.$$

Après regroupement des termes et remplacement de u_1 et u_2 par leurs expressions en fonction de $u_{G,\alpha\beta}$ et $u_{r,1\alpha\beta}$ et $u_{r,2\alpha\beta}$ on obtient

$$i\hbar \frac{\partial u_{r1\alpha\beta}}{\partial t} = \left[\left(1 - \frac{m_1}{\mathcal{M}}\right)\mathcal{N}_{1\alpha} - \frac{m_1}{\mathcal{M}}\mathcal{N}_{2\beta}\right] u_{r1\alpha\beta} - u_{G\alpha\beta}^{-\frac{m_1}{\mathcal{M}}}\left(1 - \frac{m_1}{\mathcal{M}}\right)\mathfrak{H}_1\, u_{r1\alpha\beta}\, u_{G\alpha\beta}^{\frac{m_1}{\mathcal{M}}} + \frac{m_1}{\mathcal{M}} u_{G\alpha\beta}^{-\frac{m_2}{\mathcal{M}}} \cdot u_{r1\alpha\beta}\, u_{r2\alpha\beta}^{-1}\, \mathfrak{H}_2\, u_{r2\alpha\beta}\, u_{G\alpha\beta}^{\frac{m_2}{\mathcal{M}}}$$

et une expression analogue pour $i\hbar \frac{\partial u_{r2\alpha\beta}}{\partial t}$ qu'on obtient en échangeant dans la formule précédente les indices 1 et 2.

6. **Onde réduite.** — En se reportant aux définitions de $u_{G\alpha\beta}$, $u_{r1\alpha\beta}$, $u_{r2\alpha\beta}$, en fonction de $u_{1,\alpha}$ et $u_{2,\beta}$, on voit que l'on a

$$u_{r1\alpha\beta} \cdot u_{r2\alpha\beta} = 1.$$

On peut alors poser

$$u_{r\alpha\beta} =_d \frac{u_{r2\alpha\beta}}{u_{r1\alpha\beta}} = u^2_{r2\alpha\beta} = \frac{1}{u^2_{r1\alpha\beta}} = u_{1\alpha}^{-\frac{2m_2}{\mathcal{M}}} \cdot u_{2\beta}^{\frac{2m_1}{\mathcal{M}}},$$

En dérivant par rapport au temps l'une de ces expressions et en utilisant des équations déjà écrites, on obtient une équation pour $u_{r\alpha\beta}$. Par exemple en dérivant l'expression de $u_{r\alpha\beta}$ en fonction de $u_{1\alpha}$ et de $u_{G\alpha\beta}$, on obtient

$$i\hbar \frac{\partial u_{r\alpha\beta}}{\partial t} = \frac{2}{\mathcal{M}} (m_1 \mathcal{N}_{2\beta} - m_2 \mathcal{N}_{1\alpha})\, u_{r\alpha\beta} + \frac{2u_{r\alpha\beta}}{\mathcal{M}} \left(m_2 \frac{1}{u_{1\alpha}} \mathfrak{H}_1\, u_{1\alpha} - m_1 \frac{1}{u_{2\beta}} \mathfrak{H}_2\, u_{2\beta} \right). \qquad (4)$$

En explicitant $\mathfrak{H}_1$ et $\mathfrak{H}_2$, on obtient une équation explicite pour $u_{r\alpha\beta}$. Considérons le cas de deux corpuscules de Dirac de spin 1/2 pour lesquels

$$\frac{1}{c} \mathfrak{H}_1 = \frac{\varepsilon_1}{c} V + \vec{\alpha}_1 \left(i\hbar\nabla - \frac{\varepsilon_1}{c} \vec{A} \right) + \alpha_{1,4}\, mc$$

l'équation (4) prend alors la forme

$$\frac{i\hbar}{c} \frac{\partial u_{r\alpha\beta}}{\partial t} = \frac{2}{\mathcal{M}c} (m_1 \mathcal{N}_{2\beta} - m_2 \mathcal{N}_{1\alpha})\, u_{r\alpha\beta} + \frac{2}{\mathcal{M}} u_{r\alpha\beta} \left[\frac{1}{c} (m_2\, \varepsilon_1 - m_1\, \varepsilon_2) \mathcal{V} - \left(\frac{m_2\, \varepsilon_1}{u_{1\alpha}} \vec{\alpha}_1^{\odot}\, u_{1\alpha} - \frac{m_1\, \varepsilon_2}{u_{2\beta}} \vec{\alpha}_2^{\odot}\, u_{2\beta} \right) \frac{\vec{A}}{c} - \frac{i\hbar}{2} [m_2\, u_{1\alpha}^{-1} \vec{\alpha}_1^{\odot}\, u_{1\alpha} + m_1\, u_{2\beta}^{-1} \vec{\alpha}_2^{\odot}\, u_{2\beta}]\, u_{r\alpha\beta}^{-1} \nabla u_{r\alpha\beta} + i\hbar \frac{m_1\, m_2}{\mathcal{M}} \frac{1}{u_{G\alpha\beta}} (\vec{\alpha}_1^{\odot} - \vec{\alpha}_2^{\odot}) . \nabla u_{G\alpha\beta} + m_1\, m_2\, c \frac{1}{u_G} (\alpha_{1,4}^{\odot} - \alpha_{2,4}^{\odot})\, u_{G\alpha\beta}.$$

Le mouvement relatif s'évanouit si arg $u_{r\alpha\beta} = 0$ pour $\alpha, \beta = 1, 2, 3, 4$. Cela a lieu en particulier si $u_{r\alpha\beta} =$ Cte, auquel cas l'équation précédente se réduit à

$$i\hbar (\vec{\alpha}_1^{\odot} - \vec{\alpha}_2^{\odot})\, \nabla u_{G\alpha\beta} + \mathcal{M}c (\alpha_{1,4}^{\odot} - \alpha_{2,4}^{\odot})\, u_{G\alpha\beta} - \frac{2}{c} \left(\frac{1}{m_1} \mathcal{N}_{1\alpha} - \frac{1}{m_2} \mathcal{N}_{2\beta} \right) = 0.$$

7. **Corpuscule fondu.** — Nous dirons que les deux corpuscules représentés par les ondes $u_{1,\alpha}$ et $u_{2,\beta}$ sont *fondus* si les ondes relatives $u_{r1\alpha\beta}$ et $u_{r2\alpha\beta}$ sont constantes, ou encore si l'onde réduite $u_{r\alpha\beta}$ est constante soit $u_{r\alpha\beta} = C.\, \varepsilon_{\alpha\beta}$ où C est une constante et $\varepsilon_{\alpha\beta}$ est égal à 1 ou 0 selon les valeurs des indices $\alpha\beta$. Dans ces conditions où les deux corpuscules sont fondus et constituent un corpuscule de spin 1, l'équation de l'onde barycentrique se réduit à

$$i\hbar \frac{\partial u_{G\alpha\beta}}{\partial t} = (\mathcal{N}_{1\alpha} + \mathcal{N}_{2\beta})\, u_{G\alpha\beta} - u_{G\alpha\beta}^{1-\frac{m_1}{\mathcal{M}}} \mathfrak{H}_1\, u_G^{\frac{m_1}{\mathcal{M}}} - u_{G\alpha\beta}^{1-\frac{m_2}{\mathcal{M}}} \mathfrak{H}_2\, u_{G\alpha\beta}^{\frac{m_2}{\mathcal{M}}},$$

Cette équation doit être complétée par la condition d'évanescence du mouvement relatif :

$$0 = \frac{m_1}{\mathcal{M}} \mathcal{N}_{2\beta} - \frac{m_2}{\mathcal{M}} \mathcal{N}_{1\alpha} - \frac{m_1}{\mathcal{M}} u_{G\alpha\beta}^{-\frac{m_2}{\mathcal{M}}} \mathfrak{H}_2\, u_{G\alpha\beta}^{\frac{m_2}{\mathcal{M}}} + \frac{m_2}{\mathcal{M}} u_{G\alpha\beta}^{-\frac{m_1}{\mathcal{M}}} \mathfrak{H}_1\, u_{G\alpha\beta}^{\frac{m_1}{\mathcal{M}}}.$$

Il faut encore exprimer que ces deux dernières équations sont compatibles. Lorsqu'elles le sont, les solutions correspondantes définissent un système fondu constituant un corpuscule de spin maximum 1 (spin 0 ou 1).

8. **Transformation des équations.** — En combinant linéairement ces équations, on obtient

$$\frac{i\hbar\, m_2}{\mathcal{M}} \frac{\partial u_{G\alpha\beta}}{\partial t} = \mathcal{N}_{2\beta}\, u_{G\alpha\beta} - u_{G\alpha\beta}^{1-\frac{m_2}{\mathcal{M}}} \mathfrak{H}_2\, u_{G\alpha\beta}^{\frac{m_2}{\mathcal{M}}}$$

$$\frac{i\hbar\, m_1}{\mathcal{M}} \frac{\partial u_{G\alpha\beta}}{\partial t} = \mathcal{N}_{1\alpha}\, u_{G\alpha\beta} - u_{G\alpha\beta}^{1-\frac{m_1}{\mathcal{M}}} \mathfrak{H}_1\, u_{G\alpha\beta}^{\frac{m_1}{\mathcal{M}}}$$

équations que l'on peut alors transformer en

$$i\hbar \frac{\partial u_{G\alpha\beta}^{\frac{m_1}{\mathcal{M}}}}{\partial t} = \mathcal{N}_{1\alpha} \cdot u_{G\alpha\beta}^{\frac{m_1}{\mathcal{M}}} - \mathfrak{H}_1\, u_{G\alpha\beta}^{\frac{m_1}{\mathcal{M}}}$$

$$i\hbar \frac{\partial u_{G\alpha\beta}^{\frac{m_2}{\mathcal{M}}}}{\partial t} = \mathcal{N}_{2\beta} \cdot u_{G\alpha\beta}^{\frac{m_2}{\mathcal{M}}} - \mathfrak{H}_2\, u_{G\alpha\beta}^{\frac{m_2}{\mathcal{M}}}.$$

9. **Équations du corpuscule obtenu par fusion.** — Si l'on a

$$m_1 = m_2$$

alors dans ce cas les équations précédentes constituent les équations d'un corpuscule de spin 1 représenté par une onde $u_{I\alpha\beta}$ si l'on pose

$$u_{I,\alpha\beta} =_d u_{G\alpha\beta}^{1/2}.$$

Les équations précédentes nous fournissent alors les équations de l'onde $u_{I,\alpha\beta}$ du corpuscule de spin 1 obtenu par fusion de deux corpuscules de spin 1/2 de même masse :

$$i\hbar \frac{\partial u_{I\alpha\beta}}{\partial t} = \mathcal{N}_{1\alpha}\, u_{I\alpha\beta} - \mathfrak{H}_1\, u_{I,\alpha\beta}$$

$$i\hbar \frac{\partial u_{I\alpha\beta}}{\partial t} = \mathcal{N}_{2\beta}\, u_{I\alpha\beta} - \mathfrak{H}_2\, u_{I\alpha\beta}.$$

On peut les combiner de différentes façons et notamment obtenir ainsi :

$$i\hbar \frac{\partial u_{I\alpha\beta}}{\partial t} = \frac{1}{2}(\mathcal{N}_{1\alpha} + \mathcal{N}_{2\beta})\, u_{I\alpha\beta} - \frac{1}{2}(\mathfrak{H}_1 + \mathfrak{H}_2)\, u_{I\alpha\beta}.$$

$$0 = (\mathcal{N}_{1\alpha} - \mathcal{N}_{2\beta})\, u_{I\alpha\beta} - (\mathfrak{H}_1 - \mathfrak{H}_2)\, u_{I\alpha\beta}.$$

10. **Raccordement avec la Mécanique ondulatiore usuelle.** — Considérons un grand nombre de paires identiques de corpuscules et examinons leur onde moyenne $u_{M.I.\alpha\beta}$. Supposons remplies les hypothèses pour que le théorème de J. L. Destouches [5] soit valable. Alors avec une probabilité qui est égale à l'unité à la limite, l'onde moyenne $u_{I\alpha\beta}$ satisfait aux équations linéaires

$$-i\hbar \frac{\partial u_{MI\alpha\beta}}{\partial t} = \frac{1}{2}(\mathfrak{H}_1 + \mathfrak{H}_2)\, u_{MI\alpha\beta}$$

$$0 = (\mathfrak{H}_1 - \mathfrak{H}_2)\, u_{MI\alpha\beta}.$$

Si on calcule des prévisions à l'approximation de la mécanique ondulatoire usuelle, on devra poser que l'onde moyenne $u_{MI\alpha\beta}$ est la plus probable, par suite on aura

$$\Phi_{\alpha\beta} = K.u_{MI\alpha\beta}$$

où K est une constante permettant la normalisation de la fonction d'ondes prévisionnelle $\Phi_{\alpha\beta}$. Alors $\Phi_{\alpha\beta}$ satisfait aux équations :

$$-i\hbar \frac{\partial \Phi_{\alpha\beta}}{\partial t} = \frac{1}{2}(\mathfrak{H}_1 + \mathfrak{H}_2)\, \Phi_{\alpha\beta}$$

$$0 = \frac{1}{2}(\mathfrak{H}_1 - \mathfrak{H}_2)\, \Phi_{\alpha\beta}$$

ou encore par combinaison linéaire à

$$-i\hbar \frac{\partial \Phi_{\alpha\beta}}{\partial t} = \mathfrak{H}_1\, \Phi_{\alpha\beta}.$$

$$-i\hbar \frac{\partial \Phi_{\alpha\beta}}{\partial t} = \mathfrak{H}_2\, \Phi_{\alpha\beta}.$$

En explicitant les opérateurs $\mathfrak{H}_1$ et $\mathfrak{H}_2$ qui sont déduits d'équations de Dirac, comme nous l'avons fait plus haut, on obtient exactement les équations de M. Louis de Broglie des corpuscules de spin 1.

Ainsi la théorie fonctionnelle permet de justifier la méthode de fusion : la fusion de deux corpuscules correspond à l'état de mouvement tel que le mouvement autour du barycentre s'évanouit et cela sans utiliser l'espace de configuration et en respectant l'invariance vis-à-vis des transformations de Lorentz.

Manuscrit reçu le 1er mars 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Aeschlimann (F.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 115-120.
[2] Broglie (L. de), Une nouvelle théorie de la lumière (Hermann, Paris, 1935).
[3] Destouches (J. L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1934, **199**, 1594 et 1936, **202**, 387, 921. *J. Physique Rad.*, 1935 **6**, 329 et 1936 **7**, 305, 354, 427 ; *C. R. Acad. Roy.*, Belgique, 1935.
[4] Aeschlimann (F.), *J. Physique Rad.*, 1959, **20**, 730-735. Aeschlimann (F.) et Destouches (J. L.), Les systèmes de corpuscules en théorie fonctionnelle (Hermann, Paris, 1959).
[5] Destouches (J. L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **248**, 2722. Destouches (J. L.) et Pham Xuan Yem, *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **248**, 2959.

NIVEAUX EXCITÉS DU $_{50}Sn^{116}_{66}$

Par J. COLARD (*), P. GEPTS (**), L. GRENACS, A. JONES (***)
et P. LIPNIK (***),

Centre de Physique Nucléaire de l'Université de Louvain.

Résumé. — Les énergies des niveaux de Sn^{116} ont été remesurées. Les coïncidences $\beta - \gamma$ ont confirmé l'allure générale du schéma admis. Des mesures de coïncidences lentes $\gamma - \gamma$ ont fait apparaître l'existence de la transition de 1 756 keV. La méthode des conversions internes indique pour le niveau de 2 535 keV $J = 4$ et la parité positive. D'autre part, les mêmes mesures prouvent l'absence de transition isomérique entre les niveaux isomériques de 54 minutes et 13 secondes de In^{116}, d'une intensité supérieure à 0,5 %.

Abstract. — The energy levels of Sn^{116} have been measured. The $\beta - \gamma$ coïncidences confirmed the main features of the generally accepted scheme. Measurements of the slow $\gamma - \gamma$ coincidences have revealed the existence of the 1 756 keV transition. The internal conversion method indicates $J = 4$ and positive parity for the 2 535 keV level. On the other hand the same measurements prove the absence of isomeric transition in ^{116}In between the isomeric levels of 54 minutes and 13 seconds, having an intensity in excess of 0.5 %.

1. Introduction. — L'étude des niveaux excités du $_{50}Sn^{116}_{66}$, nous a permis d'apporter certaines précisions au schéma désintégration de $_{49}In^{116}_{67}$.

Les expériences que nous relatons ici, portent sur les déterminations d'énergie, les coïncidences $\beta - \gamma$ et $\gamma - \gamma$, les mesures effectuées en conversion interne, externes et la détermination du temps de vie du niveau de 2 120 keV. D'autres résultats obtenus par corrélations angulaires $\gamma - \gamma$, seront publiés sous peu.

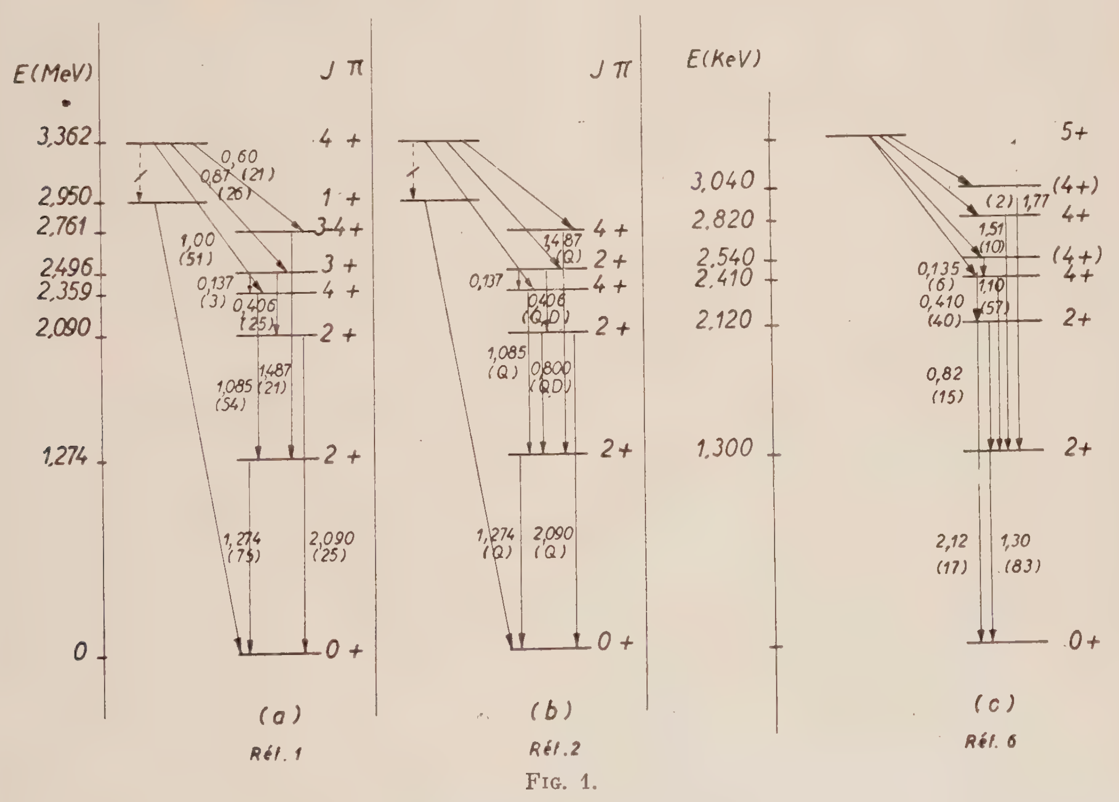


Fig. 1.

2. Position du problème. — Les niveaux excités du $_{50}Sn^{116}_{66}$, auxquels conduit la désintégration β de l'état isométrique de 54 minutes de l'$_{49}In^{116}_{67}$, ainsi que le moment angulaire de ce dernier avaient

(*) Service de Spectrométrie Nucléaire, Centres d'Études Nucléaires de Mol.
(**) Boursier de l'Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires.
(***) Chercheur agréé de l'Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires.

déjà été étudiés, au moment où nous avons entamé ce travail.

H. Slätis, Stefen J. Dutoit et Kaï Siegbahn [1] avaient en 1950 analysé le spectre β, les coïncidences β — γ et γ — γ et les conversions internes et externes. R. P. Scharenberg, M. G. Stewart et M. L. Wiedenbeck [2], ont mesuré les corrélations angulaires γ — γ et identifié la transition de 800 keV. P. B. Nutter [3] d'une part et L. S. Goodman et J. Wexler [4] d'autre part, ont par résonance magnétique déterminé le moment angulaire et la parité de l'état isomérique de 54 minutes de ${}_{49}In^{116}_{67}$. Depuis nos premiers résultats [5], R. K. Girgis et R. Van Lieshout [6] ont présenté quelques données, relevées avec un spectromètre à scintillations qui sont presque en accord avec les nôtres.

Nous reprenons et complétons ici ce que nous avons décrit ailleurs [5], [7] [1].

Dans la figure 1, on trouvera, résumés, les résultats obtenus jusqu'à présent. Ces résultats diffèrent entre eux sur divers points, qui sont : les valeurs des énergies, les intensités, la présence de γ de 820 et 1 770 keV, la valeur des moments angulaires des niveaux de 2 540 keV et de 2 820 keV et la valeur 5 + attribuée au moment angulaire et à la parité de l'état isomérique de 54 minutes de ${}_{49}I^{116}_{67}$.

3. Mesures effectuées.

A. Énergies des diverses transitions. — *a*) Ces déterminations reposent sur une étude réalisée par scintillations, par conversion externe et par conversion interne. Nous avons obtenu ainsi des valeurs légèrement différentes de celles admises.

b) Appareils et sources. 1. *Conversions externes.* — A l'aide d'un spectromètre à lentille mince (résolution 6 %), nous avons étudié les transitions dans ${}_{50}Sn^{116}_{66}$ aux environs de 800, 1 085, 1 275 et 1 750 keV. Les électrons de conversion externe ont été obtenus par effet photoélectrique dans une feuille d'uranium naturel d'une épaisseur de 50 mg/cm².

La source était constituée par un petit bloc d'indium métallique spectroscopiquement pur de 1 mm de diamètre et de 1 mm d'épaisseur environ, maintenu derrière le radiateur d'U, au moyen d'une colle synthétique. L'étalonnage énergétique a été effectué à l'aide de sources de ${}_{55}Cs^{137}_{82}$ et de ${}_{27}Co^{60}_{33}$. L'enregistrement simultané de la raie formée par les électrons *K* issus de l'uranium par conversion externe du γ de 662 keV du ${}_{56}Ba^{137}_{81}$, et de la raie *K* de conversion interne du ${}_{56}Ba^{137}_{81}$,

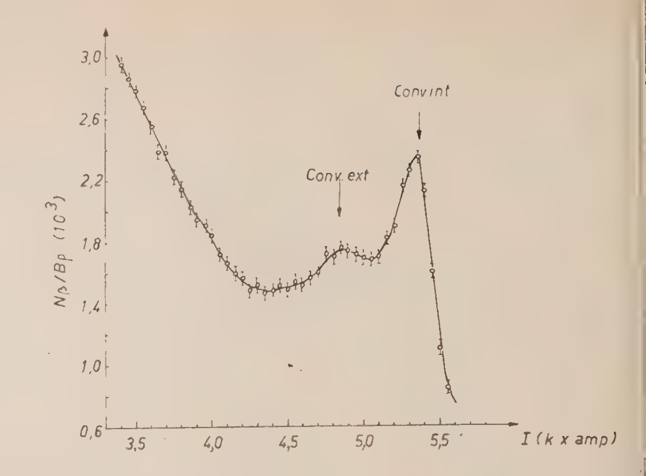


Fig. 2. — Conversion externe dans U des γ de 662 keV du ${}_{56}Ba^{137}_{81}$ superposée au spectre direct.

permet d'affirmer qu'il n'y a pas de glissement du pic de conversion externe (fig. 2).

2. *Conversion interne.* — A l'aide d'un spectromètre plat à champ homogène à enregistrement photographique ou à compteur G.-M, on a déterminé l'énergie des raies *K* de ${}_{50}Sn^{116}_{66}$, correspondant aux γ de 137 et 420 keV.

Les sources étaient formées de bandelettes en aluminium de 0,3 à 0,5 mm de large, de 10 mm de long et d'un poids de 5 mg/cm². L'étalonnage a été réalisé à l'aide de la raie de 1 163 Hρ du ${}_{69}Tm^{169}_{100}$ (raie *M* du γ de 109,7 keV) et des raies *K* et *L* du γ de 411,8 keV du ${}_{80}Hg^{198}_{118}$. La résolution de l'appareil était comprise entre 0,5 et 1 %.

3. *Mesures par scintillations.* — Les énergies ont été étudiées à l'aide d'un cristal de NaI (TI) de 3″ × 3″, branché à un analyseur R. C. L. à 256 canaux. La source d'indium a été activée dans un flux de 2.10^9 neutrons.s^{-1}.cm^{-2}, ayant un rapport flux thermique/flux rapide d'environ 150, afin d'éviter les réactions (n, 2n), (n, p) ou (n, α). Lors de l'analyse la source a été placée à 20 cm du cristal, dans le but d'exclure la formation de pics de sommation. Afin d'obtenir une bonne précision, on a utilisé diverses sources, étalons :

Tm^{170}	84,2 keV
Ce^{141}	145,0 keV
Au^{198}	411,8 keV
Cs^{137}	661,6 keV
Zn^{65}	1 119,0 keV
Co^{60}	1 173,0 keV — 1 332,5 keV — 2,505 keV (pic. Som.)
Sb^{124}	1 690,0 keV
Na^{24}	1 368 keV — 2 754 keV
$Bi^{214}(Ra^{226})$	1 764 keV — 2 204 keV
$Tl^{208}(Th^{228})$	583 keV — 2 614 keV

[1] Les derniers résultats obtenus et qui seront publiés prochainement indiquent que les moments angulaires des niveaux de 2 540 keV et 2 398 keV sont 4.

Sur chacun des pics du $_{50}Sn^{116}_{66}$, on a effectué quatre mesures ou plus avec divers étalons et divers réglages.

c) Conclusions. — La figure 3 montre le résultat obtenu par conversion externe dans la région de 800 keV. Le maximum du pic tombe à 810 ± 10 keV.

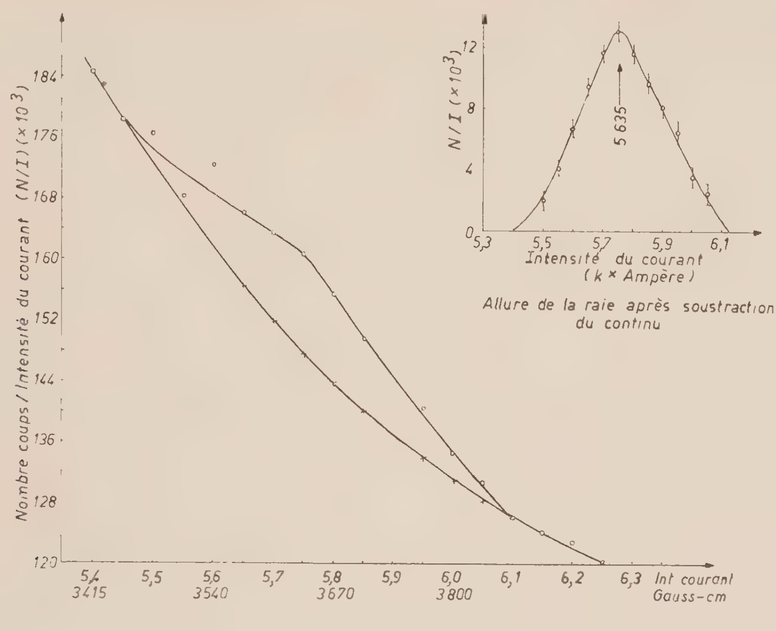


Fig. 3.

A la figure 4 on trouvera le résultat de l'analyse par conversion externe de la région s'étendant aux

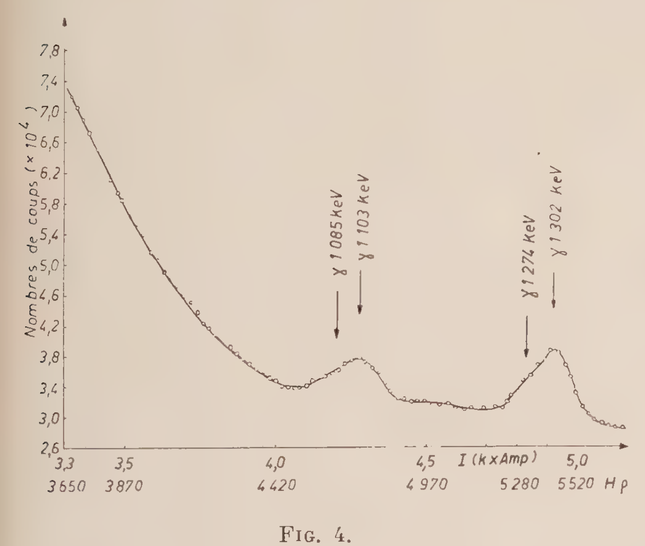


Fig. 4.

environs de 1 100 et 1 300 keV. Les valeurs que nous avons mesurées pour les énergies des pics qui y apparaissent, sont respectivement de 1 103 ± 10 et 1 302 ± 10 keV. Les valeurs proposées par H. Slatis et al [1] sont renseignées à la même figure.

L'analyse par conversion externe de la région 6 510 à 7 390 Hρ (couvrant l'énergie de 1 750 keV), n'a pas permis de mettre en évidence une raie (erreur statistique de 0,5 % par point). La conversion interne du γ de 420 keV ne décèle pas à la résolution utilisée (0,5 %) un dédoublement de cette raie (fig. 7).

Le premier niveau de Sn^{116} dont l'énergie se situe à 1 298 keV, coïncide avec le premier niveau obtenu dans la désexcitation du $_{51}Sb^{116}_{65}$ [8].

Dans le tableau 1 (p. 866), on trouvera groupés les résultats de ces diverses déterminations.

B. **Coïncidences β — γ (420 keV).** — Étant donné les contradictions entourant le moment angulaire du niveau de 2 535 keV, nous avons vérifié l'existence de la coïncidence β (0,87 MeV) — γ (420 keV).

a) Principe de l'analyse. — D'après la forme du spectre β donnée par H. Slatis et al., on peut prévoir l'évolution du nombre de coïncidences à obtenir si l'on place la fenêtre β successivement à 0 3 ; 0 6 ; 0 85 MeV (résolution 6 %).

Il suffira alors de former le rapport des coïncidences trouvées à deux énergies données E_1 et E_2 et de la comparer aux prévisions déduites du spectre relevé par H. Slatis et al. [1].

b) Appareil et sources. — Ces coïncidences ont été relevées à l'aide d'un spectromètre à lentille mince. Les rayons β sont focalisés sur un cristal d'anthracène. Le spectre γ est enregistré par un cristal NaI(Tl). A la sortie des phototubes R. C. A. 5 819 les signaux amplifiés sont mis en coïncidences rapides. Ils commandent l'ouverture d'un

TABLEAU 1

H. Slatis et A. I. (keV)	R. K. Girgis et R. Van Lieshoot (keV)	NaI(Tl)	Nos mesures (keV) Conversion extérieure	Conversion intérieure	Valeurs proposées
—	—	—	—	—	—
137 ± 1	135 ± 5	136,5 ± 1,5	—	137 ± 1	137 ± 1
406 ± 2	410 ± 10	415 ± 2	—	420 ± 2	420 ± 2
—	820 ± 10	816 ± 2	810 ± 10	—	816 ± 2
1 085 ± 5	1 100 ± 10	1 097 ± 6	1 103 ± 10	—	1 100 ± 6
1 274 ± 6	1 300 ± 10	1 296 ± 6	1 302 ± 10	—	1 298 ± 6
1 487 ± 7	1 510 ± 10	1 509 ± 4	—	—	1 509 ± 4
—	1 770 ± 20	1 756 ± 10	—	—	1 756 ± 10
2 090 ± 10	2 120 ± 20	2 117 ± 12	—	—	2 117 ± 12

« gate », livrant passage aux signaux du canal γ, qui sont ensuite analysés. Le temps de résolution est $2\tau = 3.10^{-8}$ s. Le fonctionnement des discriminateurs, du « gate » et des analyseurs, a été vérifié à l'aide notamment des rayons γ de 323 keV du ${}_{23}V^{51}_{28}$ et de 662 keV du ${}_{56}Ba^{137}_{81}$.

Les sources circulaires (1 mm²) ont été préparées par évaporation sous vide d'In métallique spectroscopiquement pur, sur un support en Al (1 mg/cm²). Le dépôt obtenu est de 1 mg/cm². Support et dépôt ont alors été irradiés au B. R. I. de Mol durant 4 h dans un flux de 8.10^{11} neutrons.s^{-1}.cm^{-2}.

c) Résultats. — Désignons par :

$N_{cv}(E_i)$: le nombre de coïncidences vraies à l'énergie E_i du β.

N_{ct} : le nombre de coïncidences comptées, la fenêtre γ étant placée sur le pic photoélectrique du γ de 420 keV.

N'_{ct} : le nombre de coïncidences comptées, la fenêtre γ étant placée à côté du pic photoélectrique de 420 keV.

N_{cf} et N'_{cf} : les coïncidences fortuites correspondantes.

$N_{\beta i}$ et $N'_{\beta i}$: les nombres de β comptés et correspondant à l'énergie E_i.

On écrira :

$$\frac{N_{cv}(E_i)}{N_{\beta i}} = \frac{N_{ct} - N_{cf}}{N_{\beta i}} - \frac{N'_{ct} - N'_{cf}}{N'_{\beta i}}$$

et en formant les rapports :

$$\frac{N_{cv}(E_i)}{N_{\beta i}} \cdot \frac{N_{\beta j}}{N_{cv}(E_j)},$$

On obtient les résultats donnés dans le tableau 2.

TABLEAU 2

Cascades possibles	$R_{théor.}$	$R_{exp.}$
—	—	—
(420 keV) — β(0,600 MeV)	0	—
(420 keV) — β(0,870 MeV)	0,87	0,83 ± 0,12
(420 keV) — β(1,0 MeV)	1,28	—

Ces valeurs indiquent que les rayons γ de 420 keV coïncident avec les β de 0,87 MeV.

C. **Coïncidences $\gamma - \gamma$.** — *a*) L'analyse des énergies et de la coïncidence $\beta - \gamma$ (420 keV) ayant confirmé la structure entourant le niveau de 2 535 keV, nous avons étudié les coïncidences $\gamma - \gamma$, dans l'espoir de lever l'énigme entourant le J du niveau de 2 535 keV, et pour prouver la présence ou l'absence de la transition de 1 756 keV.

b) Appareillages. — Ces mesures ont été effectuées à l'aide d'un appareil à coïncidences lentes ($2\tau = 2,4 \times 10^{-6}$ s). Cet instrument est composé d'un analyseur R. C. L. à 256 chenaux, qui relève le spectre en coïncidences avec le pic photoélectrique du γ étudié et sélectionné par un analyseur « Tracerlab » à 50 canaux.

c) Résultats. — On trouvera sur la figure 5, les spectres des γ en coïncidences avec les pics photoélectriques de 2 117 keV, 420 keV et 1 298 keV.

Les résultats complets de cette analyse [5] sont

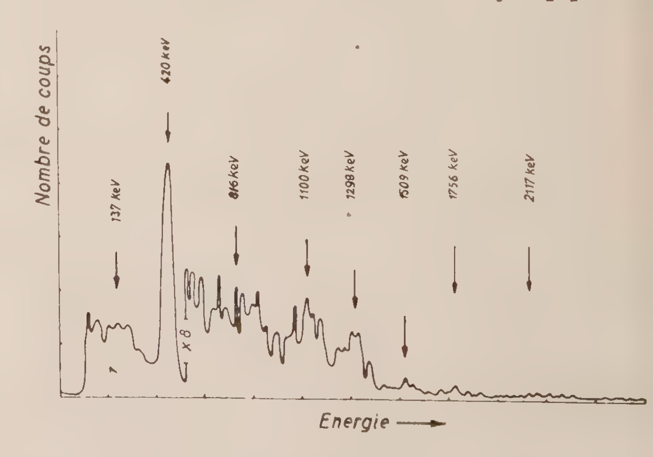


Fig. 5.

Fig. 5*a*. — Coïncidences γ de 2 117 keV-γ.

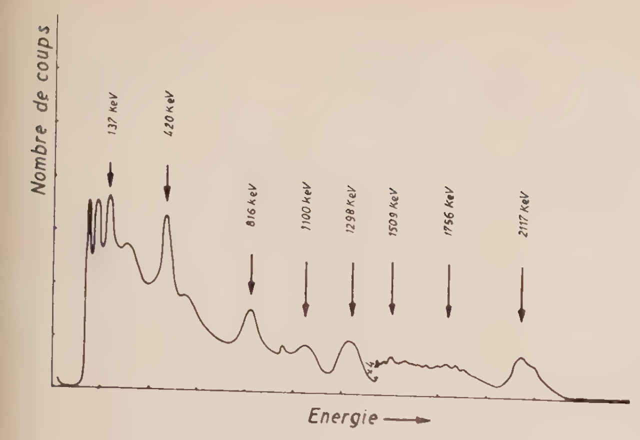


Fig. 5*b*. — Coïncidences γ de 420 keV-γ.

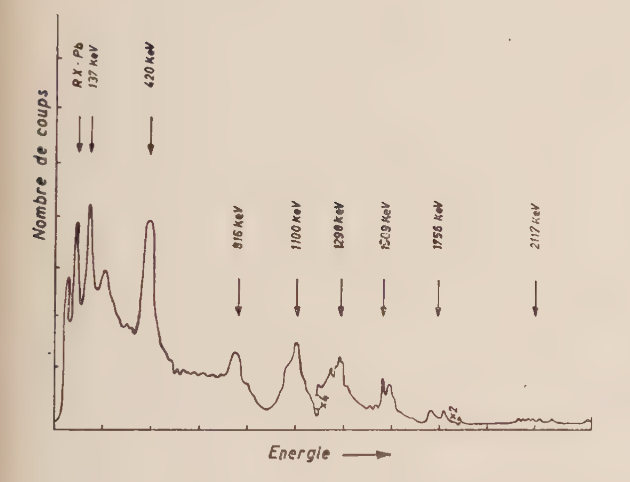


Fig. 5*c*. — Coïncidences γ de 1 298 keV-γ.

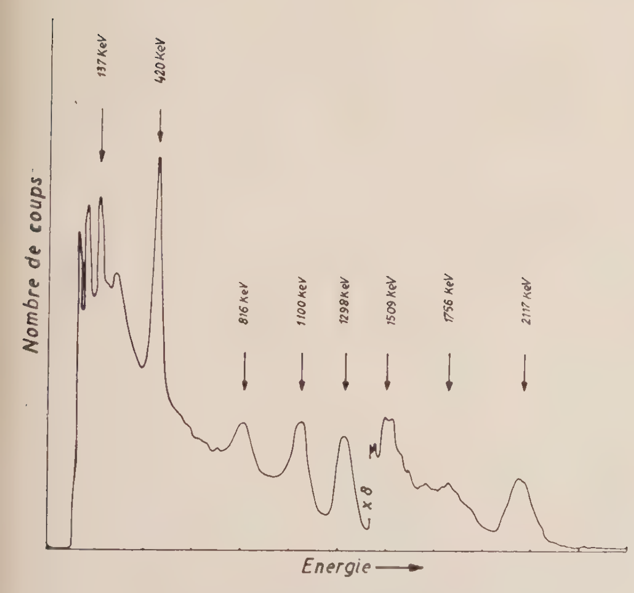


Fig. 5*d*. — Spectre sans coïncidence (correspondant à la figure 5*c*).

groupés dans le tableau 3. Ils confirment la suite des niveaux rapportés par H. Slätis et al. [1] et font apparaître de plus l'existence de la transition 1 756 ± keV en coïncidence avec la transition de 1 298 keV et absente dans les coïncidences avec

TABLEAU 3

keV \ keV	137	420	816	1 100	1 298	1 509	1 756	2 117
137	–	–	–	////	////	–	–	–
420	–	–	////	–	////	–	–	////
816	–	////	–	–	////	–	–	–
1 100	////	–	–	–	////	–	–	–
1 298	////	////	////	////	–	////	////	–
1 509	–	–	–	–	////	–	–	–
1 756	–	–	–	–	////	–	–	–
2 117	–	////	–	–	–	–	–	–



la transition de 420 keV. Nous n'avons pas relevé les coïncidences avec le γ de 137 keV, pour lequel nous avons admis les résultats de Slätis et al. [1].

D. **Conversions internes des γ de 137 keV et 420 keV.** — *a*) D'après les tables des coefficients de conversion publiées par M. E. Rose [9], les valeurs expérimentales trouvées par H. Slätis et al. [1], ne permettent pas de décider de la nature M_1 ou E_2 de la transition de 420 keV. Comme d'autre part, aucune mesure n'a été mentionnée pour la transition de 137 keV, nous avons analysé les rapports des conversions K/L liées à ces deux gammas.

Nous avons de plus étudié par voie photographique la région d'énergie d'électrons comprise entre 20 et 150 keV. C'est en effet dans ce domaine que doit se trouver, si elle existe, la transition isomérique entre les niveaux de 54 minutes et de 13 secondes de $_{49}\mathrm{In}^{116}_{67}$.

b) Appareils et sources. — 1. *Mesure des intensités des raies K et L.* — Ces relevés ont été effectués au moyen d'un spectromètre plat à champ homogène et permanent, équipé d'un compteur G.-M. dont la fenêtre (1 mm × 1 cm) se déplace dans le plan occupé normalement par la plaque photographique.

La vérification du fonctionnement de l'appareil a été réalisée au moyen des raies de conversion du $_{69}\mathrm{Tm}^{169}_{100}$ et $_{80}\mathrm{Hg}^{198}_{118}$.

Les sources ont été préparées par vaporisation sous vide d'indium métallique spectroscopiquement pur. Les dépôts d'une épaisseur de l'ordre de 1 à 5 mg/cm², ont été réalisés sur de l'aluminium de 5 mg/cm². Support et dépôt ont alors été irra-

diés dans un flux de 10^{12} neurons.s^{-1}.cm^{-2} durant 4 h.

2. *Recherche de la transition isomérique.* — Notre but étant de déterminer l'intensité maximum que pourrait avoir une transition isomérique, nous avons utilisé la détection photographique d'un spectromètre plat à champ homogène et permanent. La mesure photométrique des noircissements des raies A, Aa, Bb, E du Th ($B + C + C''$) permet de se faire une idée de la sensibilité du film dans la région d'énergie étudiée. Les sources utilisées sont identiques à celles décrites ci-dessus.

c) Résultats des mesures. 1. *Multipolarités des transitions de* 137 *et* 420 *keV*. Les spectres relevés à l'aide du compteur G.-M. et que nous reproduisons aux figures 6 et 7, permettent de déterminer

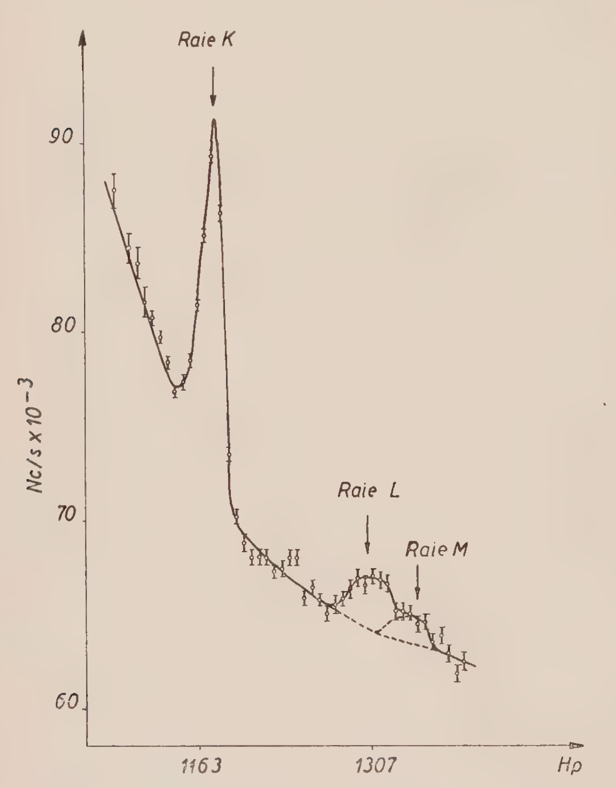


Fig. 6. — Raies K, L et M des γ de 137 keV.

les intensités des raies K et L, en mesurant la hauteur maximum des pics. La soustraction du β continu s'effectue en admettant sa linéarité sous le pic de conversion, en remarquant que les raies K et L, doivent avoir quasi la même largeur à la base [10].

Ces mesures conduisent aux résultats du tableau 4. Ces valeurs corrigent celles que nous avons publiées précédemment [11]. L'attribution la plus probable est que la transition de 420 keV est quadripolaire électrique et que celle de 137 keV est

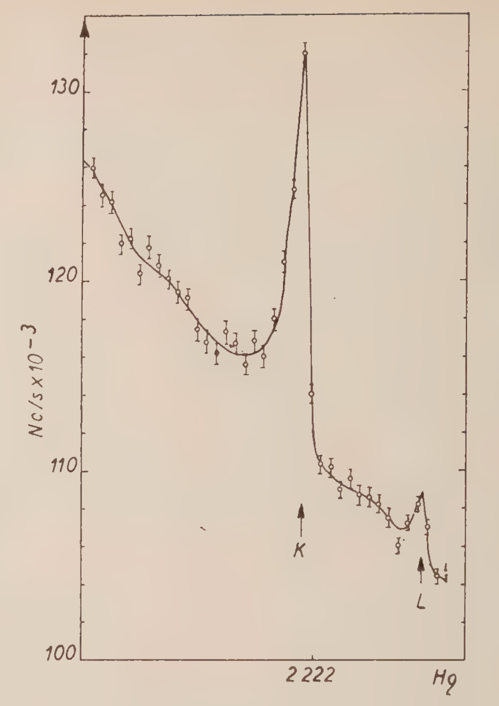


Fig. 7. — Raies K et L des γ de 420 keV.

TABLEAU 4

E_γ	K/L Exp	Théorique E_1	M_1	E_2	M_2
137 keV	5,7 ± 0,9	7,7	8,1	3,9	5,1
420 keV	6,9 ± 0,9	8,72	8,2	7,18	7,20

un mélange de transition dipolaire magnétique et quadripolaire électrique (43 % M_1 + 57 % E_2).

2. *Analyse du spectre de basse énergie.* — Entre les niveaux de 54 minutes et de 13 secondes de ${}_{49}\mathrm{In}^{116}_{67}$, il existe une différence $J = 4$ ou 5. En tenant compte des coefficients de conversion K ou L que possède une telle transition, vu que les noircissements de la raie K du γ de 137 keV est parfaitement visible et qu'aucune autre raie n'apparaît dans le domaine d'énergie étudié, on peut conclure que s'il existe dans ${}_{49}\mathrm{In}^{116}_{67}$ une transition isométrique, son intensité maximum ne peut dépasser 0,5 %.

E. Mesures du temps de vie du niveau de 2 117 keV.

Nous avons repris les mesures de coïncidences retardées aussi bien γ — γ que β — γ, pour vérifier si effectivement le temps de vie du niveau de 2 117 keV était bien de l'ordre de 10^{-8} s. [12].

Le résultat ne s'est pas confirmé et est en accord

avec l'observation faite récemment par R. Stiening et M. Deutsch [13].

4. **Conclusions** — Les énergies ne correspondent pas tout à fait aux valeurs publiées par H. Slätis et al. [1], mais se rapprochent des valeurs données par R. K. Girgis et R. Van Lieshout [6].

A la résolution utilisée (0,5 %), nous n'avons pas enregistré une transition autre que celle de 420 keV dans la région 350 à 480 keV.

La méthode des coïncidences $\gamma - \gamma$, fait apparaître l'existence d'une transition de 1 756 keV, qui n'est en coïncidence qu'avec celle de 1 298 keV.

Les mesures effectuées en conversion interne, montrent que la transition de 137 keV est un mélange 43 % M_1 + 57 % E_2 et qu'il n'existe pas dans le domaine d'énergie possible [14] (25 keV — 180 keV) de transition isomérique dont l'intensité maximum possible, variant suivant les énergies, passerait de 0,10 % (à 30 keV) à 0,5 % (à 180 keV).

Les mesures de conversions internes ont deux conséquences : d'abord elles indiquent que le niveau de 2 535 keV ne peut être que 4 +. Ce résultat n'est pas en accord avec celui déduit par R. P. Scharenberg et al. [2]. Ensuite par l'absence de transition isomérique, elles montrent que le niveau de 3 054 keV doit être alimenté à partir de l'état isomérique de 54 minutes, par une quatrième composante du spectre β, qui peut être celle mentionnée par H. Slätis et al. [1].

Dans la figure 8, nous indiquons le schéma de désintégration quelque peu modifié. Nous nous abstenons de donner les valeurs des moments angulaires et des parités des niveaux de 2 807 keV et 3 054 keV. En effet, les mesures de corrélations angulaires que nous avons déjà effectuées, ainsi que celles en cours et que nous espérons publier très prochainement, semblent indiquer que les valeurs acceptées jusqu'à présent, ne sont pas tout à fait exactes. Nous reportons également à plus tard les résultats de nos mesures d'intensités [5] déduites des mesures de coïncidences $\gamma - \gamma$.

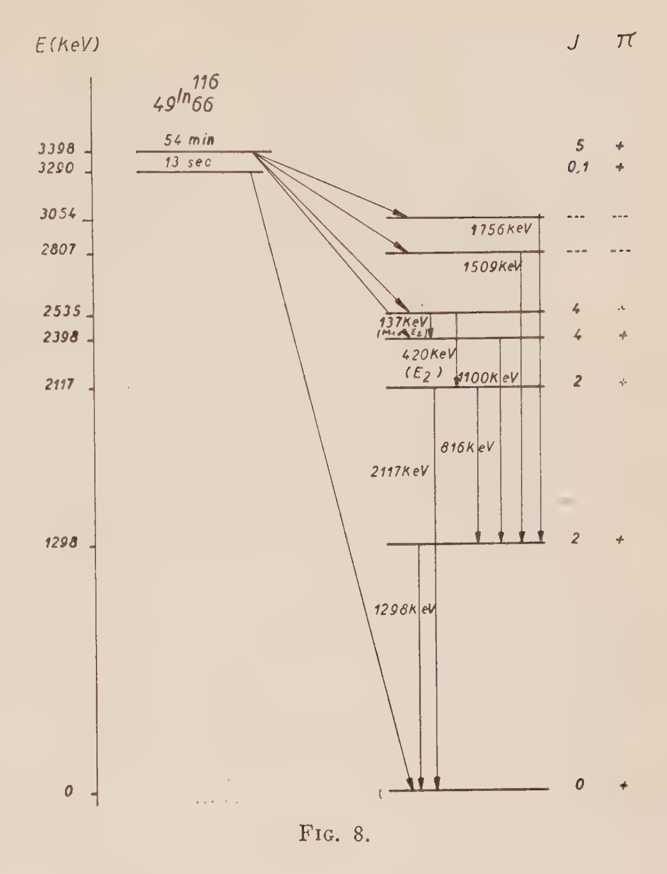


FIG. 8.

Ce travail ayant été réalisé sous la conduite de M. le Pr de Hemptinne, nous le remercions très vivement. Nous remercions également MM. Deutsch et Zsembery, ainsi que l'équipe du B. R. 1 de Mol, qui nous ont assistés dans cette étude. Nous ne pouvons oublier l'Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires, dont l'aide financière est à la base de notre recherche.

Manuscrit reçu le 4 juillet 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] SLATIS (H.), DUTOIT (Stefen J.) et SIEGBAHN (Kaï), *Arkiv. Fysik*, 1950, **2**, n° 50.

[2] SCHARENBERG (R. P.), STEWART (M. G.) et WIEDENBECK (M. L.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 689.

[3] NUTTER (P. B.), *Phil. Mag.*, 1956, **1**, 587.

[4] GOODMAN (L. S.) et WEXLER (S.), *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 1524.

[5] JONES (A.), Thèse de Doctorat, Louvain, juin 1959.

[6] GIRGIS (R. K.) et LIESHOUT (R. Van), *Physica*, 1959, **15**, n° 7, 590.

[7] GEPTS (P.), GOEDERTIER (R.), GRENACS (L.), JONES (A.), LIPNIK (P.) et COLARD (J.), *Bull. Soc. Belge Physique*, série II, n° 1, mars 1960.

[8] STAHELIN (P.), MAEDER (D.) et POCHON (M.), *Z. Physik*, 1955, **140**, 498.

[9] ROSE (M. E.), Internal Conversion Coefficients. North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1958.

[10] ARNOULT (R.), *Ann. Physique*, 1939, **12**, 242.

[11] JONES (A.) et DE CROES (M.), *Bull. Acad. Roy.*, Belgique, 5e série, tome XLIV.

[12] MEESSEN (A.) et GRENACS (L.), *J. Physique Rad.*, 1959, **20**, 764.

[13] STIENING (R.) et DEUTSCH (M.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 261.

[14] BOLEY (F. I.), *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 1078.

TENSEUR DE CONDUCTIVITÉ D'UN PLASMA CHAUD, HOMOGÈNE ET FAIBLEMENT IONISÉ

Par A. MANGENEY,
Institut d'Astrophysique, Paris.

Résumé. — Ce travail étend les résultats de MM. Bayet, Delcroix, Denisse, exposés dans le premier d'une série de quatre articles parus dans le *Journal de Physique* au cas d'un gaz de Lorentz dont la température électronique est assez élevée pour justifier un traitement relativiste. On montre que la conductivité électrique dans la direction du champ magnétique n'est pas modifiée et on donne les nouvelles expressions des conductivités transverses. La méthode de résolution employée n'est valable, si la fréquence du champ électrique est inférieure à la fréquence gyromagnétique des électrons, que pour une classe de distributions électroniques initiales que l'on détermine.

Abstract. — In this work, the results of MM. Bayet, Delcroix, Denisse, presented in the first of a series of four papers published in the *Journal de Physique*, are extended to the case of a Lorentz gas, the electronic temperature of which is high enough to justify a relativistic treatment. It is shown that the electric conductivity in the direction of the magnetic field is the same as in the paper of Bayet, Delcroix, Denisse. The new expressions of the transverse conductivities are given. If the frequency of the electric field is less than the gyromagnetic frequency of the electrons, the used method is valid only for a class of electronic distribution functions.

1. Introduction. — Nous allons considérer un gaz de Lorentz électrons-molécules, homogène, où les électrons sont supposés être à une température assez élevée pour que leur mouvement obéisse aux lois de la relativité restreinte, tandis que les molécules de masse infiniment grande ont une vitesse négligeable devant celle des électrons.

Nous négligerons les collisions électrons-électrons, électrons-ions et supposerons que dans un choc électron-molécule il n'y a qu'un très faible échange d'énergie, c'est-à-dire que l'énergie cinétique des électrons est faible devant l'énergie au repos des molécules.

2. Équation de Boltzmann relativiste. — On peut définir pour les électrons une fonction de distribution dans l'espace des 4-vitesses et des 4-positions :

$$f(x^\alpha, u^\alpha), \quad x^1 = x, \quad x^2 = y, \quad x^3 = z, \quad x^4 = ict,$$

$$u_i = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} c \frac{dx^i}{dt}, \quad iu^4 = i\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2},$$

v = vitesse d'un électron,

qui vérifie une équation de Boltzmann covariante [2]

$$cu^\alpha . \frac{\partial f}{\partial x^\alpha} + c^{-1} m_0^{-1} F^\alpha . \frac{\partial}{\partial u^\alpha} f = \Delta_c(f) \qquad (1)$$

(m_0 : masse au repos de l'électron),

$\Delta_c(f)$ étant un opérateur collisionnel invariant et F^α étant la force qui s'exerce sur un électron.

Mais u^4 est fonction des u^i et (1) peut s'écrire :

$$u^4 \frac{\partial f^*}{\partial t} + {}_i u . \frac{\partial f^*}{\partial x^i} + m_0^{-1} c^{-1} F^i . \frac{\partial f^*}{\partial u^i} = \Delta_c(f^*) \qquad (2)$$

où

$$f^* = f(u^i, \quad u^4(u^i))$$

$\left(u_i . \frac{\partial f^*}{\partial x^i} = \boldsymbol{u} . \frac{\partial f^*}{\partial x} = 0\right.$, car le plasma est supposé homogène$\left.\right)$.

(Comme dans la suite nous ne considérerons plus que f^*, nous pouvons supprimer l'astérisque.)

Avec les hypothèses faites, l'opérateur de collision $\Delta_c(f)$ se met sous une forme identique au $J(f)$ de Bayet, Delcroix, Denisse [1] :

$$\Delta_c(f) = vN \int (f' - f) \, d\Sigma$$

N, densité des molécules,
$d\Sigma$, section efficace différentielle,
($f'(\boldsymbol{u}) = f(\boldsymbol{u}')$, $\boldsymbol{u}'$ étant la vitesse d'un électron après une collision avec une molécule).

$\Delta_c(f)$ est alors un opérateur linéaire qui commute avec les rotations [1] dans l'espace des $\boldsymbol{u}$; ce qui permet d'écrire

$$\Delta_c(C_{lm}) = - \nu_l C_{lm}$$
$$\Delta_c(S_{lm}) = - \nu_l S_{lm}$$

C_{lm} et S_{lm} étant les fonctions sphériques associées d'ordre (l, m) sur l'espace des $\boldsymbol{u}$. Si l'on écrit $\boldsymbol{u}$:

$\text{sh}\chi \sin\theta \cos\varphi$ (ce qui revient à définir χ par
$\text{sh}\chi \sin\theta \sin\varphi$ $\quad c \,\text{th}\chi = v$)
$\text{sh}\chi \cos\theta$

alors

$$C_{lm} = (\text{sh}\,\chi)^l P_{lm} (\cos\theta) \cos m\varphi$$
$$S_{lm} = (\text{sh}\,\chi)^l P_{lm} (\cos\theta) \sin m\varphi$$

Nous allons donc décomposer f en série de fonctions sphériques et obtenir au lieu d'une équation en f, une infinité dénombrable d'équations en les coefficients de f.

3. Calcul de f au premier ordre en la perturbation. — Nous supposerons que le gaz est soumis à un champ magnétique constant et uniforme $\mathcal{H}$, dirigé suivant l'axe Oz et à un champ électrique E, dépendant sinusoïdalement du temps et de plus uniforme. (En toute rigueur, il faudrait considérer une onde électromagnétique se propageant dans le

plasma, mais comme nous ne nous intéressons pas au problème de la dispersion des ondes, nous pouvons négliger les effets de propagation et ceux dus au champ magnétique associé.)

Nous supposerons aussi que, dans le système du laboratoire, l'amplitude α du champ électrique E est petite et développerons f suivant les puissances de α :

$$f = f_0 + f_1 + \dots$$

La force F_i qui s'exerce sur un électron s'écrit

$$F_i = e(u_4 E_i + (\boldsymbol{u} \times \mathcal{H})_i).$$

D'où les équations pour $f_0, f_1, \dots$

$$u_4 \frac{\partial f_0}{\partial t} + e m_0^{-1} c^{-1} (\boldsymbol{u} \times \mathcal{H}) \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \boldsymbol{u}} = \Delta_c(f_0) \qquad (3)$$

$$u_4 \frac{\partial f_1}{\partial t} + e m_0^{-1} c^{-1} u_4 E \cdot \frac{\partial f_0}{\partial t} + e m_0^{-1} c^{-1} (\boldsymbol{u} \times \mathcal{H}) \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \boldsymbol{u}} = \Delta_c(f_1) \text{ etc...} \qquad (4)$$

Posons $\dfrac{e\mathcal{H}}{m_0 c} = \Omega \boldsymbol{z}$ ($\boldsymbol{z}$ vecteur unitaire de l'axe Oz),

$$\frac{eE}{m_0 c} = \alpha\, e^{i\omega t} (\cos \Psi \boldsymbol{z} + \sin \Psi \boldsymbol{y})$$

($\boldsymbol{y}$ vecteur unitaire de l'axe Oy), et

$$f_0 = \sum_{l,m} (a_{lm} C_{lm} + a'_{lm} S_{lm})$$

$$f_1 = \sum_{l,m} (b_{lm} C_{lm} + b'_{lm} S_{lm}).$$

En remplaçant $\mathcal{H}$, E, f_0 par leurs expressions dans (3) on trouve les équations suivantes

$$\begin{aligned}
&\overset{\circ}{a}_{00} = 0 \\
&u_4 \overset{\circ}{a}_{10} + \nu_1 a_{10} = 0 \\
&u_4 \overset{\circ}{a}_{11} + \nu_1 a_{11} = \Omega a'_{11} \\
&u_4 \overset{\circ}{a}{}'_{11} + \nu_1 a'_{11} = -\Omega a_{11} \\
&\dots\dots \\
&u_4 \overset{\circ}{a}_{l0} + \nu_l a_{l0} = 0 \\
&\dots\dots \\
&u_4 \overset{\circ}{a}_{lm} + \nu_l a_{lm} = \Omega m a'_{lm} \\
&u_4 \overset{\circ}{a}{}'_{lm} + \nu_l a_{lm} = -\Omega m a_{lm} \\
&\dots\dots
\end{aligned} \qquad (I)$$

Les solutions du système (I) s'écrivent :

$$\begin{aligned}
&a_{00}(t) = a_{00}(0) \\
&\dots\dots \\
&a_{l0}(t) = A_{l0}\, e^{-(\nu_l/u_4)t} \\
&\dots\dots \\
&a_{lm}(t) = A_{lm}\, e^{-(\nu_l/u_4)t} \cos (\varphi_{lm} - m(\Omega/u_4)t) \\
&a'_{lm}(t) = A_{lm}\, e^{-(\nu_l/u_4)t} \sin (\varphi_{lm} - m(\Omega/u_4)t) \\
&\dots\dots
\end{aligned}$$

(A_{l0}, A_{lm}, φ_{lm} étant des constantes d'intégration).

Nous voyons sur ces formules que les temps de relaxation des différentes anisotropies diffèrent de ceux trouvés par Bayet, Delcroix, Denisse [1] par un facteur $\sqrt{1 - (v^2/c^2)}$.

Les coefficients a_{lm}, a'_{lm} s'annulant au bout d'un temps plus ou moins long, on peut considérer qu'en régime permanent f_0 est isotrope et se réduit à a_{00}.

De même que tout à l'heure, remplaçant $\mathcal{H}$, E, f_1, par leurs expressions et f_0 par a_{00} dans (4), on trouve pour f_1 le système d'équations :

$$\begin{aligned}
&\overset{\circ}{b}_{00} = 0 \\
&u_4 \overset{\circ}{b}_{10} + \alpha \cos \Psi \frac{\text{ch}\,\chi}{\text{sh}\,\chi} \frac{\partial a_{00}}{\partial (\text{sh}\,\chi)} \cos \omega t + \nu_{10} b_{10} = 0 \\
&u_4 \overset{\circ}{b}_{11} + \nu_1 b_{11} = \Omega b'_{11} \\
&u_4 \overset{\circ}{b}{}'_{11} + \nu_1 b'_{11} + \alpha \sin \Psi \frac{\text{ch}\,\chi}{\text{sh}\,\chi} \frac{\partial a_{00}}{\partial (\text{sh}\chi)} \cos \omega t = -\Omega b_{11} \\
&\dots\dots \\
&u_4 \overset{\circ}{b}_{l0} + \nu_l b_{l0} = 0 \\
&\dots\dots \\
&u_4 \overset{\circ}{b}_{lm} + \nu_l b_{lm} = \Omega b_{lm} \\
&u_4 \overset{\circ}{b}{}'_{lm} + \nu_l b_{lm} = -\Omega b_{lm} \\
&\dots\dots
\end{aligned}$$

dont les solutions s'écrivent :

$$b_{00} = 0$$

(si à l'instant initial le plasma est isotrope)

$$b_{10} = B_{10}\, e^{-(\nu_1/u_4)t} - \mathcal{R} \left\{ \frac{1}{i u_4 \omega + \nu_1} \frac{1}{\text{th}\,\chi} \frac{\partial a_{00}}{\partial (\text{sh}\,\chi)} \alpha \cos \Psi\, e^{i\omega t} \right\}$$

$$b_{11} = B_{11}\, e^{-(\nu_1/u_4)t} \cos \left\{ \Psi_{11} - \frac{\Omega}{u_4} t \right\} - \mathcal{R} \left\{ \frac{\Omega}{(i\omega u_4 + \nu_1)^2 + \Omega^2} \frac{\alpha}{\text{th}\,\chi} \frac{\partial a_{00}}{\partial (\text{sh}\,\chi)} \sin \Psi\, e^{i\omega t} \right\}$$

$$b'_{11} = B_{11}\, e^{-(\nu_1/u_4)t} \sin \left\{ \Psi_{11} - \frac{\Omega}{u_4} t \right\} - \mathcal{R} \left\{ \frac{i\omega u_4 + \nu_1}{(i\omega u_4 + \nu_1)^2 + \Omega^2} \frac{\alpha}{\text{th}\,\chi} \frac{\partial a_{00}}{\partial (\text{sh}\,\chi)} \sin \Psi\, e^{i\omega t} \right\}$$

etc...

4. **Tenseur de conductivité.** — Par définition [3] le vecteur $\boldsymbol{j}$, densité de courant, est donné par

$$\boldsymbol{j} = e \iiint f \boldsymbol{u}\, du_1\, du_2\, du_3, \text{ c'est-à-dire}$$

$$j_x = e \iiint C_{11} f \,\text{sh}^2\chi\, \text{ch}\chi \sin\theta\, d\chi\, d\theta\, d\varphi$$

$$j_y = e \iiint S_{11} f \,\text{sh}^2\chi\, \text{ch}\chi \sin\theta\, d\chi\, d\theta\, d\varphi$$

$$j_z = e \iiint C_{10} f \,\text{sh}^2\chi\, \text{ch}\chi \sin\theta\, d\chi\, d\theta\, d\varphi.$$

(En effet $u_x = C_{11}$, $u_y = S_{11}$, $u_z = C_{10}$, cf. [1]).

Remplaçant f par $f_0 + f_1$ et intégrant sur une sphère de rayon $R = \mathrm{sh}\,\chi$, on trouve du fait de l'orthogonalité des fonctions sphériques :

$$j_x = \frac{4\pi e}{3}\int b_{11}\,\mathrm{sh}^4\chi\,\mathrm{ch}\chi\,d\chi.$$

$$j_y = \frac{4\pi e}{3}\int b'_{11}\,\mathrm{sh}^4\chi\,\mathrm{ch}\chi\,d\chi$$

$$j_z = \frac{4\pi e}{3}\int b_{10}\,\mathrm{sh}^4\chi\,\mathrm{ch}\chi\,d\chi.$$

De même que Bayet, Delcroix, Denisse, nous en déduisons le tenseur de conductivité complexe :

$$\overline{\overline{\sigma}} = \begin{Vmatrix} \sigma_1 & \sigma_2 & 0 \\ -\sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{Vmatrix} \quad \text{avec}$$

$$\sigma_0 = -\frac{4\pi e^2}{3m_0}\int_0^\infty \frac{1}{i\,\mathrm{ch}\chi\omega + \nu_1}\frac{\mathrm{sh}^4\chi}{\mathrm{th}\,\chi}\frac{\partial a_{00}}{\partial(\mathrm{sh}\chi)}\mathrm{ch}\chi\,d\chi$$

$$\sigma_1 = -\frac{4\pi e^2}{3m_0}\times \int_0^\infty \frac{i\,\mathrm{ch}\chi + \nu_1}{(i\,\mathrm{ch}\,\chi\omega + \nu_1)^2 + \Omega^2}\frac{\mathrm{sh}^4\chi}{\mathrm{th}\chi}\frac{\partial a_{00}}{\partial(\mathrm{sh}\chi)}\mathrm{ch}\chi\,d\chi$$

$$\sigma_2 = -\frac{4\pi e^2}{3m_0}\times \int_0^\infty \frac{\Omega}{(i\,\mathrm{ch}\chi\omega + \nu_1)^2 + \Omega^2}\frac{\mathrm{sh}^4\,\chi}{\mathrm{th}\chi}\frac{\partial a_{00}}{\partial(\mathrm{sh}\chi)}\mathrm{ch}\chi\,d\chi$$

ce qu'on peut récrire en posant $t = \mathrm{sh}\,\chi$

$$\sigma_0 = -\frac{4\pi e^2}{3m_0}\int^\infty \frac{1}{i\omega\sqrt{1+t^2} + \nu_1}\,t^3\sqrt{1+t^2}\,\frac{\partial a_{00}}{\partial t}\,dt$$

$$\sigma_1 = -\frac{4\pi e^2}{3m_0}\times \int_0^\infty \frac{i\omega\sqrt{1+t^2}+\nu_1}{(i\omega\sqrt{1+t^2}+\nu_1)^2+\Omega^2}\,t^3\sqrt{1+t^2}\,\frac{\partial a_{00}}{\partial t}\,dt$$

$$= -\frac{4\pi e^2}{3m_0}\times \int_0^\infty \frac{i\omega\Omega\sqrt{1+t^2}}{(i\omega\sqrt{1+t^2}+\nu_1)^2+\Omega^2}\,t^3\sqrt{1+t^2}\,\frac{\partial a_{00}}{\partial t}\,dt.$$

Considérons le cas où :

$$\underline{\nu_1 = 0}$$

alors

$$\sigma_0 = -\frac{4\pi e^2}{3m_0}\frac{1}{i\omega}\int_0^\infty t^3\frac{\partial a_{00}}{\partial t}\,dt.$$

De même que dans [1] on peut montrer que

$$-\int_0^\infty \frac{4\pi}{3}t^3\frac{\partial a_{00}}{\partial t}\,dt = n \text{ (densité numérique des électrons)}$$

et donc

$$\sigma_0 = n\frac{e^2}{m_0}\frac{1}{i\omega}.$$

D'autre part :

$$\sigma_1 = -\frac{4\pi e^2}{3m_0}\int_0^\infty \frac{i\omega(1+t^2)}{-\omega^2(1+t^2)+\Omega^2}\,t^3\frac{\partial a_{00}}{\partial t}\,dt$$

$$= -\frac{4\pi e^2}{3m_0}\frac{1}{i\omega}\int_0^\infty \frac{(1+t^2)}{1+t^2-\dfrac{\Omega^2}{\omega^2}}\,t^3\frac{\partial a_{00}}{\partial t}\,dt$$

ou :

$$\sigma_1 = -\frac{4\pi e^2}{3m_0}\frac{1}{i\omega}\int_0^\infty \frac{1+t^2}{t^2-\dfrac{\Omega^2-\omega^2}{\omega^2}}\,t^3\frac{\partial a_{00}}{\partial t}\,dt$$

et :

$$\sigma_2 = +\frac{4\pi e^2}{3m_0}\frac{1}{i\omega}\int_0^\infty \frac{i\omega\Omega\sqrt{1+t^2}}{t^2-\dfrac{\Omega^2-\omega^2}{\omega^2}}\,t^3\frac{\partial a_{00}}{\partial t}\,dt.$$

On voit sur ces formules que la conductivité suivant le champ magnétique n'est pas modifiée par rapport au cas classique, mais que les conductivités transverses, elles, le sont profondément.

On voit apparaître dans ces termes, en dénominateur, la quantité

$$t^2 - \frac{\Omega^2 - \omega^2}{\omega^2}$$

dont l'annulation correspond à une vitesse $v^2/c^2 = (\Omega^2 - \omega^2)/\Omega^2$, qui apparaît comme singularité dans les équations du mouvement.

Si $\Omega/\omega > 1$ et si $\partial a_{00}/\partial t$ ne s'annule pas pour $t^2 = (\Omega^2 - \omega^2)/\omega^2$ (ce qui est le cas de la distribution maxwellienne), les quantités σ_1, σ_2 divergent. Cela est dû au fait que pour les électrons qui ont une vitesse initiale $c\sqrt{(\Omega^2 - \omega^2)/\omega^2}$, les effets du champ électrique ne sont plus petits et par conséquent, au voisinage de cette vitesse critique, le développement de f suivant les puissances de α n'est plus valable.

Manuscrit reçu le 6 octobre 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Bayet (M.), Delcroix (J. L.) et Denisse (J. F.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 795.

[2] Ken-Iiti-Oto, *Prog. Theor. Phys. Jap.*, 1958, **28**, 1-14.

[3] Synge (J. L.), « Relativity, the Special Theory » (North-Holland Publishing Co., Amsterdam), 1956.

[4] Synge (J. L.), « Relativistic gas ». (North-Holland Publishing Co., Amsterdam), 1957.

EXPOSÉ ET MISE AU POINT BIBLIOGRAPHIQUE

CONSTANTES OPTIQUES ET STRUCTURE DES COUCHES MINCES

Par P. BOUSQUET et P. ROUARD,

Résumé. — On admet aujourd'hui que les couches minces, transparentes ou absorbantes, ont une structure et partant des constantes optiques différentes de celles du corps correspondant pris à l'état massif. De nombreux travaux ont été consacrés, dans la dernière décade, à la détermination de ces constantes optiques et à l'interprétation théorique des résultats obtenus. On les passe en revue dans cet article et on en fait un examen critique.

Abstract. — It is recognized today that thin films, either transparent or absorbing, have a structure and, therefore, optical constants that are different from those of the corresponding bulk material. Numerous investigations have been directed during the last decade to the determination of these optical constants and to the theoretical interpretation of the results obtained. These investigations are reviewed in this article and a critical examination is made of them.

I. CONSTANTES OPTIQUES ET STRUCTURE DES COUCHES MINCES TRANSPARENTES

Introduction. — De nombreuses méthodes d'étude des propriétés optiques des couches minces transparentes ont été proposées depuis une quinzaine d'années, mais leurs auteurs supposent pratiquement tous que la couche étudiée est homogène, isotrope, et limitée par deux faces planes et parallèles, c'est-à-dire parfaitement définie au point de vue optique par deux paramètres seulement, son indice n et son épaisseur d. Si l'on admet ces hypothèses il suffit, pour déterminer les deux grandeurs n et d, de mesurer deux quantités. On peut dans ces conditions imaginer de nombreux procédés expérimentaux permettant d'effectuer les deux mesures nécessaires et on obtient à partir de là, par des calculs plus ou moins complexes, les deux inconnues n et d cherchées.

Dans la première partie de cet exposé nous passerons en revue les principales caractéristiques de ces méthodes.

Il est rare toutefois que les couches préparées jusqu'à présent aient en réalité une structure simple. L'hypothèse suivant laquelle les couches sont parfaitement homogènes et isotropes ne peut pratiquement jamais être retenue et les méthodes basées sur elle ne peuvent que rarement être valables. A l'heure actuelle, le problème qui se pose est de déterminer avec le plus de précision possible la structure réelle des couches.

Dans la deuxième partie, nous montrerons comment on peut aborder cette étude par des procédés optiques.

PREMIÈRE PARTIE

MÉTHODES CLASSIQUES DE DÉTERMINATION DE L'INDICE ET DE L'ÉPAISSEUR D'UNE COUCHE MINCE TRANSPARENTE SUPPOSÉE HOMOGÈNE ET ISOTROPE

Dans un article très documenté et suivi d'une abondante bibliographie, K. M. Greenland [1] a passé en revue de nombreuses techniques susceptibles d'être utilisées à la mesure de l'épaisseur d'une couche mince ou à son contrôle au cours de l'évaporation. Mais, lorsque l'on veut déterminer à la fois l'indice et l'épaisseur, on s'adresse pratiquement toujours, pour effectuer les deux mesures nécessaires, à l'une des trois techniques suivantes : Spectrophotométrie, interférométrie, polarimétrie. Nous allons étudier successivement les méthodes correspondantes.

I. **Méthodes spectrophotométriques.** — Elles utilisent la mesure des facteurs de réflexion R ou de transmission T ($T = 1 - R$ pour une couche parfaitement transparente et non diffusante, ce que nous supposons ici). Les mesures peuvent être effectuées en incidence normale ou en incidence oblique.

a) Incidence normale. — Le facteur de réflexion R d'une couche mince transparente homogène d'indice n_2 et d'épaisseur d_2 varie en fonction de la longueur

d'onde ; les variations ont une forme sinusoïdale ; en effet, on a :

$$R = \frac{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos 2p_2}{1 + r_1^2 r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos 2p_2}$$

expression dans laquelle r_1 et r_2 représentent les coefficients de réflexion de Fresnel sur les deux interfaces et où

$$p_2 = 2\pi n_2 d_2/\lambda.$$

Distinguons deux cas :

1) L'indice n_2 de la couche est compris entre les indices n_1 et n_3 des deux milieux qui l'entourent.

Il est facile de vérifier que le facteur de réflexion R est, dans ce cas, *maximal* pour les longueurs d'onde λ_M telles que $2n_2 d_2 = K\lambda_M$.

Ce maximum est égal à $R_0 = \left(\frac{n_1 - n_3}{n_1 + n_3}\right)^2$, c'est-à-dire égal au facteur de réflexion du support nu.

Le facteur de réflexion R est *minimal* pour les longueurs d'onde λ_m telles que

$$2n_2 d_2 = (2K + 1)\, \lambda_m/2.$$

Ce minimum R_m a pour valeur :

$$R_m = \left[\frac{n_2^2 - n_1 n_3}{n_2^2 + n_1 n_3}\right]^2.$$

2) Lorsque l'indice n_2 de la couche mince est extérieur à l'intervalle (n_1, n_3), les maximums et minimums de R sont inversés par rapport au cas précédent. R est alors minimal pour les longueurs d'onde λ telles que $2n_2 d_2 = K\lambda$ et maximal pour les longueurs d'onde telles que $2n_2 d_2 = (2K + 1)\, \lambda/2$. Les *minimums* sont égaux au facteur de réflexion du support nu, tandis que les *maximums* sont égaux à

$$R_M = \left[\frac{n_2^2 - n_1 n_3}{n_2^2 + n_1 n_3}\right]^2.$$

Sur ces résultats est basée une méthode classique de détermination de l'indice n_2 et de l'épaisseur d_2 [2]. Il suffit de tracer expérimentalement la courbe représentant le facteur de réflexion R en fonction de la longueur d'onde λ. Les longueurs d'onde des extremums de R sont telles que $2n_2 d_2 = K\lambda/2$; leur détermination fournit la valeur de l'épaisseur optique $n_2 d_2$ de la couche. D'autre part, la valeur des minimums de R lorsque $n_1 < n_2 < n_3$, celle des maximums dans le 2e cas permettent de calculer n_2.

Il est en général difficile de déterminer directement, avec suffisamment de précision, les longueurs d'onde correspondant auxe xtremums du facteur de réflexion. R. Giacomo et Jacquinot ont imaginé un dispositif électronique qui rend cette détermination simple et précise [3]. De façon très schématique, le principe en est le suivant : Au lieu d'observer une grandeur proportionnelle au facteur de réflexion $R = f(\lambda)$, qui est stationnaire au voisinage des longueurs d'ondes utiles, on observe une grandeur proportionnelle à la dérivée $dR/d\lambda$, qui varie vite et change de signe pour ces valeurs de la longueur d'onde. La précision est donc bien supérieure. Ce dispositif est particulièrement bien adapté au contrôle de l'épaisseur des couches pendant leur préparation.

Avec la méthode ci-dessus, pour que l'on puisse utiliser la courbe $R = f(\lambda)$ à la détermination de l'indice et de l'épaisseur de la couche étudiée, il faut que cette courbe présente au moins un extremum dans l'intervalle spectral utilisé, c'est-à-dire que la couche doit être suffisamment épaisse ($n_2 d_2 \geqslant \lambda/4$).

Abelès [4] a étendu la méthode précédente à l'étude de couches d'épaisseur optique inférieure à $\lambda/4$. Il utilise pour calculer n_2 et d_2 les valeurs R_1 et R_2 du facteur de réflexion correspondant à deux longueurs d'onde différentes λ_1 et λ_2 ; ceci exige évidemment que l'on puisse négliger la dispersion dans la couche entre les longueurs d'onde utilisées ; or, c'est très souvent le cas en pratique, surtout pour les couches de faible indice.

La spectrophotométrie en incidence normale est donc une méthode d'emploi assez général pour l'étude des couches transparentes ; elle est largement utilisée.

b) INCIDENCE OBLIQUE. — L'étude du facteur de réflexion R (ou de transmission T) d'une couche mince en incidence oblique peut fournir les deux mesures nécessaires à la détermination de n_2 et d_2. On dispose de paramètres plus nombreux qu'en incidence normale, puisqu'on a le choix de l'angle d'incidence θ_1 et de l'état de polarisation du faisceau incident (vibrations rectilignes parallèles ou perpendiculaires au plan d'incidence). Abelès [5] a préconisé deux méthodes de ce type : dans la première, on mesure les facteurs de transmission de la couche $T_\perp$ et $T_{//}$ pour les deux directions principales de polarisation, sous la même incidence θ_1 ; l'indice n_2 est racine d'une équation bicarrée. Dans la deuxième méthode, on détermine n_2 et d_2 à partir de la pente des courbes représentant les variations des facteurs de réflexion $R_\perp$ et $R_{//}$ en fonction de l'angle d'incidence θ_1. On obtient une équation du 3e degré en n_2^2.

Sanford [6] utilise la réflexion totale frustrée. La couche est placée entre deux prismes ; on mesure le facteur de transmission pour deux angles d'incidence différents, ou encore pour deux directions de polarisation ou deux longueurs d'onde différentes. On déduit n_2 et d_2 du résultat de ces mesures par une méthode graphique.

Une méthode d'emploi très aisé, due à Abelès [7], permet la détermination de l'indice n_2 (mais non de l'épaisseur). Il suffit de mesurer l'angle de Brewster sur l'interface couche mince-air, en utilisant le fait que le facteur de réflexion de la couche est alors égal à celui du support nu. Cette mesure est facile si l'on a soin de ne déposer la couche mince que sur une partie du support. Traub et Osterberg [8] ont décrit un appareil destiné à rendre cette détermination très simple.

II. **Méthodes interférométriques.** — Nous classons sous ce titre un certain nombre de méthodes d'étude des couches minces basées sur l'observation de franges d'interférences. Tolansky [9] a étudié en détail l'application de l'interférométrie à ondes multiples à la mesure de l'épaisseur des couches. Pour appliquer cette technique, on ne dépose la couche à étudier que sur une partie A du support, puis on recouvre à la fois la couche A et la partie B du support restée nue d'une couche uniforme d'argent, d'épaisseur suffisante pour être pratiquement opaque. Si l'épaisseur de cette

couche d'argent est parfaitement uniforme, l'interface argent-air présente une dénivellation d égale à l'épaisseur d_2 de la couche étudiée lorsqu'on passe de la partie A à la partie B. On produit des interférences en plaçant la lame contre une autre surface argentée à grand facteur de réflexion. Tolansky [9] a indiqué les conditions à respecter pour que les franges obtenues soient très fines ; le déplacement des franges lorsque l'on passe de la partie A à la partie B de la lame permet de mesurer la dénivellation d avec une excellente précision. On peut soit réaliser des franges d'égale épaisseur, localisées sur la lame, en lumière monochromatique, soit éclairer la lame en lumière blanche et observer le spectre cannelé obtenu par réflexion dans un spectroscope. Heavens [10] a étudié dans le premier cas l'effet des irrégularités de surface sur la précision. Scott, McLauchlan et Sennett [11] donnent de nombreux détails expérimentaux relatifs à la deuxième méthode.

Pour que la méthode précédente soit sûre, il faut évidemment qu'on puisse être certain que la dénivellation mesurée d est bien égale à l'épaisseur d_2 qu'avait la couche mince sous-jacente *avant projection de l'argent.* La question a été discutée par plusieurs auteurs, mais les résultats ne sont pas toujours concordants [10, 11, 12, 13]. Il semble bien que souvent la couche d'argent déposée par-dessus la couche étudiée modifie la structure de cette dernière, en la tassant ou en remplissant les interstices entre les cristallites. Scott, McLauchlan et Sennett [11] proposent, pour éviter cette cause d'erreur, de projeter, avant la couche d'argent, une couche uniforme suffisamment épaisse du matériau constituant la couche étudiée. Mais il est vraisemblable que cette précaution ne doit pas être suffisante ; Greenland [1] fait d'ailleurs remarquer que Scott n'emploie pas l'expression « épaisseur réelle de la couche » dans le même sens que les autres auteurs. En définitive la méthode précédente doit être utilisée avec les plus grandes précautions. Il semble bien que l'on peut commettre une erreur de l'ordre de 25 % dans certains cas.

Greenland et Billington [14] utilisent une méthode interférométrique pour contrôler pendant l'évaporation l'épaisseur des couches diélectriques des filtres interférentiels ; Dufour [15] a décrit une variante de cette technique.

Hartman [16], puis Mattuck [17] décrivent également une méthode utilisant un spectre cannelé obtenu par réflexion sous incidence oblique, en lumière polarisée. Mais son emploi paraît limité, car il faut que la couche étudiée soit déposée sur un substrat d'épaisseur donnée qui est formé en pratique par un empilement de couches de stéarate de baryum.

Signalons enfin que l'interféromètre par polarisation de Françon [18] peut être utilisé à la mesure précise du changement de phase que subit une onde lumineuse lorsqu'elle traverse une couche mince. La mesure de ce changement de phase et du facteur de transmission de la couche permettent le calcul de l'indice et de l'épaisseur de celle-ci. Van Heel et Walther [19] décrivent divers dispositifs en vue de l'application de cette méthode.

II. **Méthodes polarimétriques.** — Les méthodes polarimétriques consistent essentiellement à faire réfléchir sur la couche mince, sous incidence oblique, un faisceau de lumière polarisée rectilignement (généralement à 45° du plan d'incidence) et à mesurer les caractéristiques de la lumière elliptique réfléchie. De ces dernières on tire facilement la différence de phase $\varphi_{//} - \varphi_{\perp}$ et le rapport des intensités $I_{//}/I_{\perp}$ des deux vibrations parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence. Mais les équations reliant l'indice et l'épaisseur de la couche aux deux quantités précédentes ne peuvent pas être résolues directement par rapport à n_2 et d_2. Aussi Vasicek [20], qui a étudié en détail l'application de la méthode polarimétrique aux couches minces, propose une méthode d'interpolation graphique et fournit des tables numériques en vue de son application. Le même auteur montre qu'un avantage essentiel de la méthode polarimétrique est de s'appliquer à l'étude de couches même très minces (quelques dizaines d'angströms), car les caractéristiques de la lumière réfléchie varient très vite avec l'épaisseur du film, même lorsque celle-ci est très petite [21].

Lorsque l'épaisseur de la couche est petite devant la longueur d'onde, des méthodes d'approximation permettent de calculer n_2 et d_2 à partir du résultat des mesures. Dès 1889 Drude [22] a établi de telles formules ; Lucy [23] a obtenu des formules d'emploi plus étendu, car il a fait moins d'approximations.

Le calcul de n_2 et d_2 se simplifie pour certaines valeurs de l'angle d'incidence et de l'épaisseur. Abelès [7] a montré que, lorsque l'angle d'incidence était choisi de telle sorte que l'épaisseur optique de la couche soit $\lambda/4$, l'indice n_2 était donné par une équation du 3ᵉ degré en n_2^2.

Les observations polarimétriques se font encore le plus souvent visuellement ; mais récemment Rothen [24] a réalisé un appareil utilisant une cellule photomultiplicatrice, qu'il appelle « ellipsomètre photoélectrique ».

Malheureusement, comme nous le montrerons bientôt, les méthodes polarimétriques sont inutilisables si la couche étudiée est anisotrope, et également si elle n'est pas homogène.

Signalons enfin que les diverses méthodes que nous venons de rappeler, photométriques, interférométriques et polarimétriques, peuvent en principe s'étendre à l'étude des couches minces transparentes déposées sur un support absorbant. De telles couches se rencontrent couramment en pratique, puisque les couches superficielles d'oxydes métalliques sont souvent transparentes. Naturellement la détermination des paramètres caractérisant la couche transparente est compliquée par la présence du métal sous-jacent. Abelès [25] a passé en revue les principales techniques utilisables, tandis que Vasicek [26] a étendu à ce problème la méthode polarimétrique qu'il avait précédemment mise au point pour l'étude des couches déposées sur support transparent.

DEUXIÈME PARTIE

ÉTUDE DE LA STRUCTURE DES COUCHES

Nous avons déjà insisté sur le fait que toutes les méthodes rappelées ci-dessus n'étaient valables que dans le cas où la couche étudiée était parfaitement homogène et isotrope. Or, les couches minces préparées par évaporation thermique n'ont à peu près jamais cette structure idéale. Ces couches ne sont prati-

quement jamais homogènes, c'est-à-dire que leur indice n'est pas constant dans toute l'épaisseur de la lame. Cette absence d'homogénéité se traduit par une modification des courbes représentant le facteur de réflexion en incidence normale R en fonction de la longueur d'onde : nous savons que pour une couche homogène les maximums de R, dans le cas où l'indice n_2 est compris entre les indices n_1 et n_3 des milieux extrêmes, les minimums dans le cas contraire, doivent être égaux au facteur de réflexion R_0 du support nu.

L'expérience montre qu'il n'en est pratiquement jamais ainsi, ce qui ne peut s'expliquer que par un défaut d'homogénéité des couches étudiées. P. Bousquet [27] a montré que les mesures de facteurs de réflexion, non seulement prouvent que les couches ne sont pas homogènes, mais donnent aussi des renseignements supplémentaires.

L'étude de la courbe représentant les variations du facteur de réflexion en fonction de la longueur d'onde permet de savoir si l'on a simplement un gradient d'indice dans la couche, ou si la variation de l'indice présente des discontinuités ; ce dernier cas, qui se rencontre fréquemment, correspond à l'existence de couches de passage, d'indice différent de celui de la couche principale et séparant cette dernière de l'air ou du support. La présence de ces couches de passage se traduit par une variation, en fonction de la longueur d'onde, des maximums du facteur de réflexion mesuré en incidence normale.

Dans ces conditions, il est évident que l'application pure et simple de la méthode spectrophotométrique classique pour déterminer l'indice et l'épaisseur de la couche ne peut conduire qu'à des erreurs. Hall [28], en étudiant les couches de fluorure de magnésium est arrivé, peu après Bousquet, à des résultats analogues. Il constate lui aussi l'existence d'un défaut d'homogénéité et le localise également dans une couche de transition située entre la couche principale et l'air.

Si l'application brutale de la méthode classique risque donc souvent de ne conduire qu'à des conclusions erronées, par contre, lorsqu'ils sont utilisés correctement, les résultats des mesures spectrophotométriques en incidence normale peuvent fournir de précieux renseignements sur la structure réelle de la couche étudiée.

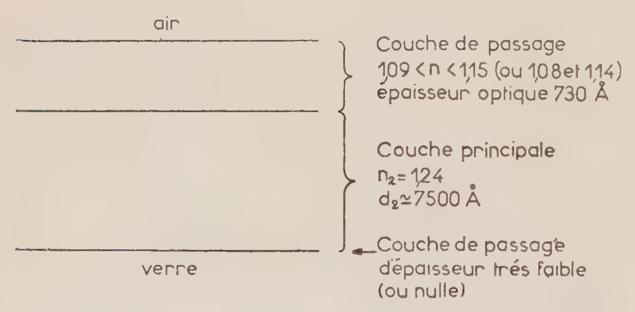


FIG. 1. — Structure d'une couche de fluorure de calcium.

On peut, dans certains cas favorables, obtenir suffisamment de détails sur cette structure pour qu'il soit possible de la représenter par un schéma analogue à celui de la figure 1, qui concerne une couche de fluorure de calcium. Mais il faut bien penser que de tels schémas ne sont encore qu'approximatifs. On ne connaît pas la nature de la couche de transition ; il est certain qu'elle n'est pas du tout homogène et il est fort probable que sa surface de séparation avec la couche principale n'est pas aussi nette que nous l'avons indiqué.

Les résultats des mesures spectrophotométriques en incidence oblique sont également perturbés par les défauts d'homogénéité des couches ; en particulier la présence d'une couche de passage sur l'interface couche principale-air perturbe profondément la réflexion de la lumière au voisinage de l'incidence brewstérienne. Ici encore, lorsqu'ils sont correctement interprétés, les résultats obtenus peuvent fournir des renseignements du plus haut intérêt sur la structure de la couche de passage.

Dans le cas contraire on court le risque de graves erreurs. C'est ce qui explique les divergences signalées par plusieurs auteurs entre les résultats obtenus, pour une même couche, par deux méthodes différentes. Polster et Woodruff [30] par exemple, ont mesuré l'indice de réfraction de couches minces de sulfure de zinc à la fois par la méthode utilisant l'incidence brewstérienne et par celle utilisant des mesures spectrophotométriques en incidence normale. Les résultats sont sensiblement différents. Mussett [31] signale également que la présence de couches de passage peut affecter gravement la précision des résultats lorsqu'on utilise des mesures en incidence brewstérienne pour déterminer l'indice. Heavens et Smith [32] discutent aussi l'influence de la non-homogénéité de la couche sur les résultats des mesures d'indices et concluent que la méthode utilisant l'incidence brewstérienne paraît sujette à caution.

De plus, il faut penser à une possible anisotropie des couches [33]. Schopper [34] a remarqué qu'il y a les plus grandes chances pour que les couches minces déposées par évaporation thermique, lorsqu'elles sont anisotropes, se présentent comme des cristaux uniaxes dont l'axe optique est perpendiculaire au plan de la lame. Ceci suppose naturellement que l'évaporation s'est faite en incidence normale, et non pas oblique, de telle sorte qu'aucune des directions du plan de la lame ne joue un rôle privilégié. Si la couche mince étudiée a les propriétés d'un cristal uniaxe dont l'axe est normal au plan de ses faces, son anisotropie ne perturbe pas les résultats des mesures effectuées en incidence normale. P. Rouard [35] a souligné que c'était là une supériorité incontestable des méthodes de détermination des constantes optiques qui n'utilisent que de telles mesures. Par contre, on doit tenir compte d'une éventuelle anisotropie dans l'interprétation de toutes les mesures effectuées en incidence oblique.

P. Bousquet [27] a fait remarquer que, dans le cas d'une couche homogène, les mesures spectrophotométriques en incidence oblique sont du plus haut intérêt pour l'étude de l'anisotropie de cette couche. Mais, en pratique, l'influence de l'anisotropie est le plus souvent faible devant celle des défauts d'homogénéité et ceux-ci rendent la méthode correspondante inapplicable.

Enfin, remarquons que les méthodes polarimétriques sont les plus difficiles à employer dans le cas des couches non homogènes ou non isotropes. Ces méthodes utilisent en effet simultanément la vibration perpendiculaire et la vibration parallèle au plan d'incidence et ne fournissent que des phases ou des intensités *rela-*

tives (différence ou rapport des valeurs correspondant aux deux états de polarisation). C'est pour cette raison que, lorsque la couche étudiée n'est pas homogène, ou n'est pas isotrope, l'interprétation correcte du résultat des mesures paraît à peu près impossible.

Conclusion. — L'étude des couches minces transparentes qui paraissait, il y a quelques années encore, un problème très simple et complètement résolu grâce à différentes méthodes de mesure des constantes n_2 et d_2, se trouve à l'heure actuelle en pleine évolution. Ceci est dû à ce que l'affinement des méthodes expérimentales a mis en évidence une structure beaucoup plus complexe que celle que l'on admettait encore récemment et a, par suite, mis en échec les méthodes habituelles de détermination des constantes.

Des méthodes beaucoup plus précises d'étude et une interprétation plus poussée des résultats qu'elles fournissent ont déjà donné de nombreux renseignements sur la véritable structure de ces couches. Mais il faut bien se rendre compte maintenant que cette structure n'est pas seulement caractéristique du matériau constituant la couche. Elle dépend énormément des conditions de préparation de celle-ci.

On savait depuis assez longtemps que les constantes optiques des couches dépendaient de leur épaisseur. D. Malé [36] a montré que cette variation était essentiellement liée à leur structure granulaire et traduisait une variation du « coefficient de remplissage ». Mais bien d'autres facteurs interviennent. Heavens et Smith [32], dans l'article déjà cité, font un intéressant résumé de nos connaissances sur les propriétés des couches diélectriques et dénombrent à cette occasion les paramètres qui, à leur avis, ont le plus d'influence sur ces propriétés. Ils n'en signalent pas moins de douze. C'est dire la complexité du problème. Or, jusqu'ici, les auteurs qui ont publié des résultats de mesures d'indices n'ont jamais indiqué les valeurs des différents facteurs caractérisant les conditions dans lesquelles les couches étudiées se sont formées. Leurs résultats, très divergents, ne sont donc pas reproductibles. Sanford [6] a récapitulé les résultats obtenus depuis une dizaine d'années par divers auteurs pour l'indice de couches minces de fluorure de magnésium.

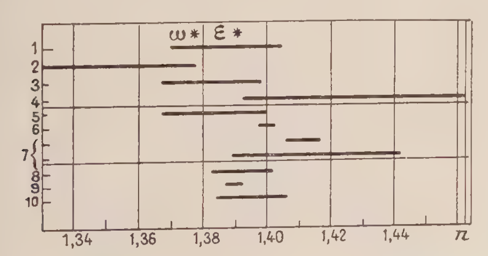


Fig. 2. — Indice de réfraction n de couches minces de fluorure de magnésium d'après dix auteurs différents. La longueur du trait montre la zone d'incertitude indiquée par chacun d'eux. ω et ε sont les indices du corps pris à l'état massif.

Ces résultats, rappelés par le schéma ci-contre (*fig.* 2) s'échelonnent entre 1,33 et 1,46, alors que l'indice du corps à l'état massif est voisin de 1,38. Ces divergences sont certainement en partie dues aux deux causes que nous venons de signaler :

1) *Mesures non interprétées correctement*, car les couches ont été, à tort sans doute, supposées « idéales » (c'est-à-dire homogènes, isotropes et limitées par des faces planes et parallèles).

2) *Conditions de préparation et d'étude différentes et non reproductibles.* — A l'heure actuelle nous sommes en possession de méthodes optiques précises permettant une étude correcte et détaillée de la véritable structure des couches transparentes. Nous sommes donc en mesure de contrôler l'influence sur cette structure des conditions de préparation.

II. CONSTANTES OPTIQUES ET STRUCTURE DES COUCHES MINCES ABSORBANTES.

Introduction. — Comme dans le cas des couches minces transparentes on peut admettre, en première approximation, qu'une couche mince absorbante est homogène, isotrope et limitée par deux faces planes et parallèles. Il est alors possible de la caractériser du point de vue optique par trois paramètres : son épaisseur d, son indice de réfraction ν et son indice d'extinction $\varkappa$, ces deux derniers étant le plus souvent réunis sous la forme d'un indice complexe $n = \nu - j\varkappa$.

Le problème de la détermination de ces constantes optiques ν et $\varkappa$ préoccupe depuis longtemps les spécialistes et un très grand nombre de travaux lui ont été consacrés depuis ceux de Drude [37]. Depuis longtemps il est admis que ces constantes optiques sont en général différentes de celles du corps, ayant servi à préparer les couches minces, pris à l'état massif. Comme on l'a signalé dans le cas des couches minces transparentes, Heavens et Smith [32] n'ont pas dénombré moins d'une douzaine de facteurs qui influent sur la valeur des constantes optiques d'une couche d'épaisseur donnée (nature et température du support au moment de la projection, vitesse avec laquelle le dépôt a été réalisé, temps qui s'est écoulé depuis l'époque du dépôt, etc., etc...). De plus, toutes choses étant égales par ailleurs, les constantes optiques varient notablement en fonction de l'épaisseur de la couche mince. Enfin, il est certain, depuis les travaux de Bousquet [27] et, postérieurement de Hall [28] et de Heavens et Smith [32] rappelés plus haut, que souvent les couches minces ne sont pas homogènes, quell'es ne sont pas limitées par des faces planes et parallèles et que parfois elles ne sont pas isotropes. Ces résultats nous permettront de faire une étude critique des différentes méthodes qui ont été utilisées pour déterminer les constantes optiques et l'épaisseur des couches minces absorbantes et de montrer la supériorité des méthodes utilisant uniquement des mesures faites en incidence normale.

De nombreuses hypothèses ont été faites pour expliquer ces variations des constantes optiques des couches minces, en particulier avec l'épaisseur. Trois seulement ont survécu jusqu'à nos jours.

La première suppose que le libre parcours moyen des électrons est diminué dans le cas des couches les plus minces, d'où réduction de la conductibilité électrique et partant variation des constantes optiques. Planck [38], Pogany [39], Wolter [40] et plus près de nous Grard [41], L. G. Schulz [42] et beaucoup d'autres ont utilisé cette hypothèse. Wolter a cru pouvoir interpréter les résultats expérimentaux obtenus, dans le cas de couches minces d'or, en considérant que

le métal qui les constitue est caractérisé par des fréquences de résonance qui n'existent pas dans le métal massif et qui sont situées, pour les très faibles épaisseurs, dans le visible. Ceci serait dû au fait que les électrons libres du métal massif seraient plus ou moins liés, lorsque l'épaisseur des couches devient inférieure à quelques millimicrons.

La seconde, très en faveur à une certaine époque, suppose que les couches minces sont, tout au moins dans les premiers instants qui suivent leur préparation, dans un état amorphe très différent de l'état cristallin normal du corps massif.

La troisième enfin, se basant sur les résultats expérimentaux concernant la structure des couches minces, obtenus au moyen du microscope électronique, en particulier par Sennett et Scott [43] et J. P. David [44] considère que ces couches sont en réalité lacunaires et cela d'autant plus qu'elles sont plus minces. Il en résulte que le nombre d'électrons libres par unité de volume est plus faible que dans le métal pris à l'état massif, d'où augmentation de la résistance électrique et variation des constantes optiques. Dans un travail fondamental Malé [45], reprenant la théorie de Maxwell-Garnett [46], a pu montrer que cette hypothèse permettait d'expliquer d'une manière très satisfaisante les résultats expérimentaux. Schopper [47], Trompette et Philip [48], J. P. David [44] ont complété et étendu les résultats de Malé.

Il semble bien à l'heure actuelle, comme nous le verrons, que les anomalies constatées pour les constantes optiques des couches minces sont dues essentiellement à la structure lacunaire de ces couches. D'une part, en effet, tous les résultats expérimentaux concordent pour montrer que la densité des couches minces est inférieure à celle du corps ayant servi à préparer la couche pris à l'état massif, ce que ne peut expliquer la théorie qui s'appuie sur la diminution du libre parcours moyen des électrons libres. D'autre part, toutes les études faites au moyen de diffracteurs d'électrons ont montré que les couches, même les plus minces, ont un réseau cristallin normal.

Cependant, il n'est pas exclu que, dans les anomalies des constantes optiques observées pour les couches très minces métalliques, se mêlent à la fois un effet de structure et une variation vraie des constantes optiques liée à la diminution du libre parcours moyen des électrons dans les grains. C'est l'opinion soutenue, en particulier par C. V. Fragstein et H. Römer [49]. Toutefois il semble bien que *l'effet de structure reste l'effet principal*. La diminution du libre parcours moyen des électrons n'intervenant qu'en seconde approximation.

Détermination des constantes optiques des couches minces absorbantes. — Comme nous l'avons dit la détermination des constantes optiques des couches minces absorbantes a fait l'objet d'un grand nombre de travaux. Pour tous ceux qui sont antérieurs à 1950 on pourra se reporter à l'ouvrage « *Propriétés optiques des lames minces solides* » de P. Rouard [50] ou à ceux de : H. Mayer, *Physik dünner Schichten* [51], A. Vasicek, *Optics of thin films* [52] et O. S. Heavens [53] *Optical properties of thin films*, ainsi qu'aux articles d'ensemble de P. Cotton et P. Rouard [54] et de H. Schopper [55].

Dans ce qui va suivre nous nous intéresserons surtout aux travaux publiés dans les dix dernières années.

On sait que si l'on suppose les lames homogènes, isotropes et limitées par deux faces planes et parallèles, il est possible, en écrivant les équations de Maxwell et en les intégrant, de déterminer les propriétés optiques (facteurs de réflexion et de transmission, changements de phase à la réflexion et à la transmission d'une couche mince en fonction des paramètres optiques ν et $\varkappa$ qui la caractérisent et de son épaisseur.

Réciproquement, les propriétés optiques d'une couche mince ayant été mesurées on peut chercher à en déduire les constantes optiques et l'épaisseur de cette couche. C'est le problème qui nous préoccupe. Pour le résoudre il faut trouver les solutions des équations de Maxwell relatives au système : couche mince, support transparent, air. Or, la résolution de ces équations transcendantes présente des difficultés considérables, tout au moins si l'on ne considère que le cas de l'incidence normale, le plus intéressant si l'on veut éviter les causes d'erreurs systématiques que peuvent provoquer une anisotropie possible des couches ou l'existence de couches de passage.

Si l'on admet qu'il est possible d'utiliser des incidences obliques, et en particulier l'incidence brewstérienne, si l'on admet aussi que l'on a affaire à des lames idéales : homogènes, isotropes, limitées par des faces planes et parallèles, on peut imaginer des méthodes de détermination polarimétriques, comme l'ont fait en particulier : Försterling [56], G. Essers-Rheindorf [57], A. Sommer [58], Odenbach [59], Vasicek [60], etc... Malheureusement, les résultats auxquels sont parvenus ces auteurs sont assez décevants. En effet, la plupart ont obtenu pour leurs couches minces des épaisseurs dont la partie imaginaire est loin d'être négligeable. Cela est dû certainement au fait que les hypothèses de départ ne sont pas exactes. D'autres méthodes ont été imaginées par Abelès [61], Schulz [62], Ishigoro [63], etc..., qui sont très séduisantes au point de vue théorique. Certaines n'ont pas été employées en pratique, d'autres ne tiennent peut être pas suffisamment compte de la structure réelle des couches minces. *Celle-ci impose que les mesures des propriétés optiques soient faites autant que possible en incidence normale et que la détermination de l'épaisseur optiquement efficace des couches soit faite simultanément avec celle des paramètres ν et $\varkappa$.*

En effet, la structure granulaire des couches mise en évidence par le microscope électronique, l'existence de couches de passage et l'absence d'homogénéité démontrées au moyen de méthodes purement optiques par Bousquet [27], font que les conditions théoriques sur lesquelles sont basées les méthodes polarimétriques ne sont pas remplies. De plus, ces méthodes emploient des incidences obliques ce qui ne tient pas compte d'une éventuelle anisotropie des couches. De là les résultats souvent décevants obtenus par les auteurs les ayant employées.

Citons cependant encore les travaux de J. Moret-Bailly [64] et M. S. Oldham, L. G. Mundie, F. Matossi et B. F. Cheydleur [65]. Moret-Bailly étudie les couches métalliques minces par ellipsométrie de la lumière réfléchie ; Oldham, Mundie, Matossi et Cheydleur déterminent les constantes optiques à partir de mesures du facteur de réflexion faites sous une incidence d'une dizaine de degrés en lumière polarisée et du facteur de transmission en incidence normale. Des tables numériques leur permettent le calcul des constantes optiques.

La question a fait un pas décisif dans ces dernières années grâce à Schopper [47] et à Malé [45].

Le premier de ces auteurs a montré en effet qu'il était possible de calculer directement, moyennant quelques approximations, les paramètres d_1, ν_1, $\varkappa_1$, d'une couche mince, déposée sur un support transparent d'indice n_2 et placé au contact de l'air d'indice $n_0 \simeq 1$, en fonction des facteurs de réflexion en incidence normale dans l'air R, dans le support transparent supportant la couche R', du facteur de transmission T et des trois changements de phase correspondants. Jusque là on pensait qu'étant donnée leur complexité, il n'était pas possible de renverser les équations transcendantes donnant R, R', T et les changements de phase correspondants en fonctions de d_1, ν_1 et $\varkappa_1$. La méthode de Schopper est théoriquement excellente mais elle nécessite six mesures délicates, en particulier trois mesures de changements de phase qui sont très difficiles à effectuer avec précision, surtout si la couche mince est étudiée sous le vide qui a servi à la préparer. De plus, si les variations avec l'épaisseur, du changement de phase à la réflexion dans l'air φ_R, sont régulières il n'en est pas de même des variations du changement de phase à la réflexion dans le support $\varphi_{R'}$. En effet, $\varphi_{R'}$, subit, dans certaines conditions, comme l'a montré P. Rouard [66], un saut de 2π au voisinage d'épaisseurs comprises entre 2 et 5 mμ suivant les métaux et les longueurs d'onde utilisées. Enfin, les changements de phase par transmission sont très faibles pour les épaisseurs inférieures à une dizaine de millimicrons. Donc, au-dessous de 10 mμ on rencontre des difficultés à cause du saut de phase de 2π et du fait, qu'à la précision des mesures, le changement de phase à la transmission est quasi nul ; au delà de 10 mμ au contraire les changements de phase par réflexion R et R' ne varient pratiquement pas avec l'épaisseur pour tous les métaux. En définitive : R, R', T et φ_R sont les quatre grandeurs faciles à mesurer sans ambiguïté et avec une précision suffisante. Ce sont celles qu'utilise en général la méthode de Malé. En fait, Schopper n'a appliqué sa méthode qu'au cas de couches d'argent étudiées au moyen de la radiation de longueur d'onde 5 461 Å du mercure, le procédé d'étude utilisé étant visuel ce qui exclut toutes déterminations dans l'ultraviolet et l'infrarouge.

Dans le cadre de ce procédé Fleischmann et Schopper [67] ont mis au point un montage optique utilisant trois fentes et permettant la mesure des changements de phase en valeur absolue avec une grande précision. Bolle [68] a amélioré le procédé en le rendant plus lumineux et l'a appliqué à la détermination des constantes optiques du potassium. En effet, par réflexion sur une couche métallique épaisse non transparente, la phase et l'amplitude d'une onde lumineuse varient. Des grandeurs de ces deux variations on peut déduire les constantes optiques du métal massif réfléchissant, sous les réserves que nous verrons plus loin. Cette méthode a permis à Bolle de déterminer les variations des constantes optiques du potassium avec la longueur d'onde dans l'ultraviolet.

Le second, Malé, a tout d'abord montré que tous ceux qui s'étaient occupés avant lui de la question et en particulier Goos [69], Murmann [70] Krautkrämer [71], etc..., avaient commis une *erreur fondamentale* dans leurs déterminations. En effet, les méthodes que ces auteurs ont utilisées fournissent, pour chaque épaisseur de la couche mince, deux couples de valeurs possibles pour ν_1 et $\varkappa_1$. L'un de ces couples correspond à un *coefficient d'extinction* $k = \varkappa_1/\nu_1 < 1$, l'autre à un coefficient d'extinction supérieur à 1. A l'époque où ont été faites ces déterminations, ces auteurs ont raisonné par continuité à partir des valeurs de ν_1 et de $\varkappa_1$ relatives au métal massif et ils ont choisi $k > 1$ dans le visible. Or, pour les très faibles épaisseurs, ceci est inexact car, pour $k > 1$ les courbes théoriques donnant les variations du facteur transmission en fonction de l'épaisseur ne présentent ni maximum ni minimum contrairement aux courbes expérimentales. C'est donc $k < 1$ qu'il faut choisir.

D'autre part, les épaisseurs étaient déterminées par pesées, ce qui suppose que la masse *volumique* du métal en couche mince est la même que celle du métal massif, hypothèse certainement erronée, au moins pour les très faibles épaisseurs.

Cependant, un certain nombre d'auteurs ont continué à se servir des résultats obtenus dans ces conditions, ou à employer des méthodes de détermination des épaisseurs conduisant à des erreurs systématiques ou des méthodes polarimétriques utilisant des incidences obliques qui, pour les raisons indiquées plus haut, et en particulier une anisotropie toujours possible des couches ou leur non homogénéité, risquent d'introduire des erreurs, impossibles à évaluer et à éviter.

Le problème de la détermination des constantes optiques des couches minces absorbantes était donc, il y a six ans, à repenser complètement en fonction des données de l'expérience, c'est-à-dire en tenant compte du fait que *les couches ne sont pas homogènes, qu'elles ne sont vraisemblablement pas isotropes et que leur surface n'est certainement pas plane.*

Pour le résoudre Malé [45] a proposé une méthode graphique permettant la détermination *simultanée* de l'épaisseur d et des constantes optiques ν_1 et $\varkappa_1$ à partir des résultats de trois mesures faites en incidence normale : par exemple les mesures des facteurs de réflexion R, R' et du facteur de transmission T ; l'un quelconque de ces facteurs pouvant être remplacé par l'un des changements de phase. Ceci est d'ailleurs nécessaire lorsque la couche est très mince et qu'à la précision des mesures apparaît, comme l'a montré Wolter [72], une relation approchée, dite relation de Wolter :

$$n_0(1 - R' - T) = n_2(1 - R - T)$$

entre les indices de l'air n_0, du support n_2 et les facteurs de réflexion et de transmission R, R', T.

Pour appliquer la méthode de Malé on trace un réseau de courbes *théoriques* donnant R, R', T et les changements de phase correspondants φ_R, $\varphi_{R'}$ et φ_T, en fonction, non pas de l'épaisseur d_1, mais de l'angle de phase $\delta = 800\ \nu_1 d_1/\lambda$ exprimé en grades, pour différentes valeurs convenablement choisies de ν_1 et de $\varkappa_1$.

Partant ensuite de la valeur de T obtenue expérimentalement pour une couche mince déterminée, on lit sur les diverses courbes théoriques les valeurs de R R', et δ qui pourraient théoriquement lui correspondre. On trace alors, par exemple en fonction de $\varkappa_1$ pour différentes valeurs de ν_1 le réseau de courbes donnant les valeurs de R qui peuvent théoriquement correspondre à la valeur de T obtenue expérimentalement. On détermine sur ce réseau de courbes les différentes

valeurs de ν_1 et de $\varkappa_1$ qui donnent un facteur de réflexion dans l'air R égal à la valeur trouvée expérimentalement. On obtient ainsi des couples de valeurs possibles pour ν_1 et $\varkappa_1$ correspondant aux valeurs expérimentales de T et de R et on peut tracer une première courbe reliant les valeurs possibles de ν_1 et de $\varkappa_1$; soit $\nu_1 = f_1(\varkappa_1)$ cette courbe. En opérant de même pour T et R' on obtient une deuxième courbe $\nu_1 = f_2(\varkappa_1)$. Le point d'intersection de ces deux courbes donne les valeurs de ν_1 et de $\varkappa_1$ qui satisfont à la fois aux valeurs trouvées expérimentalement pour les facteurs de réflexion R et R' et pour le facteur de transmission T de la couche mince étudiée.

Si, de plus, on connaît les valeurs expérimentales, pour la couche mince considérée, de φ_R, $\varphi_{R'}$ ou φ_T on peut tracer une quatrième, une cinquième et éventuellement une sixième courbe. De la façon dont ces courbes se coupent on peut juger la validité des hypothèses faites sur la structure des couches minces pour établir les relations théoriques, compte tenu de la précision des mesures et des déterminations graphiques.

Le réseau de courbes théoriques donnant δ en fonction de $\varkappa_1$ pour diverses valeurs de ν_1 ayant été tracé, une simple interpolation permet d'obtenir δ lorsque ν_1 et $\varkappa_1$ ont été déterminés.

Pour les couches très minces, lorsqu'à la précision des mesures R, R' et T sont liés par la relation de Wolter, les courbes $\nu_1 = f_1(\varkappa_1)$ relatives à R et T et $\nu_1 = f_2(\varkappa_1)$ relatives à R' et T coïncident, si les mesures sont bonnes. Dans le cas contraire elles sont parallèles. Il est alors nécessaire d'utiliser l'une des courbes φ_R, $\varphi_{R'}$ ou φ_T, c'est-à-dire de mesurer un changement de phase ; malheureusement cela n'est pas toujours facile ou possible. Dans ce cas on peut attribuer à la couche mince la moyenne des épaisseurs optiquement efficaces trouvée en étudiant la dite couche mince avec les longueurs d'onde pour lesquelles la relation de Wolter n'est pas vérifiée. L'épaisseur étant connue il est facile d'en déduire ν_1 et $\varkappa_1$ par la méthode de Trompette [73] qui complète celle de Malé.

Cette méthode de Malé a été appliquée tout d'abord par son auteur à une série de valeurs expérimentales de R, R' et T obtenues par Goos [69] pour des couches minces d'argent préparées par projection cathodique, et étudiées avec la radiation de longueur d'onde $\lambda = 2\,653$ Å du mercure.

Goos déterminait l'épaisseur de ses couches par pesée en supposant que leur masse volumique était celle de l'argent massif et les constantes optiques par la méthode graphique de Murmann [70]. Ayant obtenu ainsi deux couples de valeurs possibles pour ν_1 et $\varkappa_1$ il avait choisi par continuité le mauvais couple et par suite commis l'erreur signalée par Malé.

La figure 3 représente les courbes donnant ν_1 et $\varkappa_1$ en fonction de d_1, obtenues à partir des mêmes résultats expérimentaux de Goos, par Goos et par Malé. Comme l'a montré P. Rouard [50] lorsque l'épaisseur tend vers 0 l'indice de réfraction de la couche mince tend nécessairement vers l'indice de l'air, c'est-à-dire 1, tandis que l'indice d'extinction tend vers 0 ; car, lorsque la couche mince commence à se constituer, les particules de métal déposées sur le support ont à peu près toutes les mêmes dimensions et ne sont pas jointives. On remplace donc progressivement une couche d'air, d'épaisseur égale au diamètre des grains et d'indices : $\nu' = 1$, $\varkappa' = 0$, par des particules métalliques d'indices ν_1 et $\varkappa_1$. Pour $d_1 = 0$ on doit donc avoir

$$\varkappa_1 = \varkappa' = 0 ; \qquad \nu_1 = \nu' = 1.$$

On voit que les courbes de Malé sont beaucoup plus régulières que celles de Goos. De plus, elles passent chacune par un maximum, ce dernier se produisant

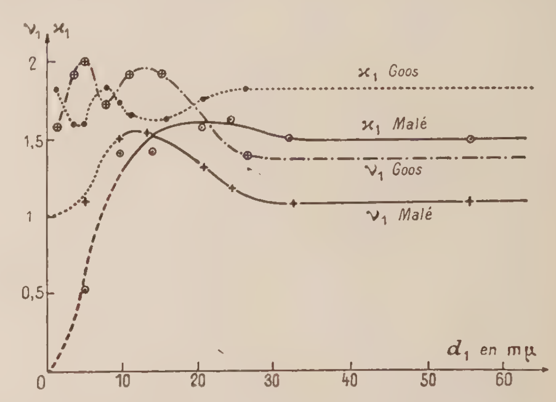


Fig. 3. — Variations en fonction de l'épaisseur, des constantes optiques de l'or, pour $\lambda = 2\,653$ Å, d'après Goos et d'après Malé.

pour une épaisseur plus faible pour ν_1 que pour $\varkappa_1$. Ce fait, inaperçu par les auteurs qui s'étaient occupés précédemment de la question, s'explique très bien, comme l'a montré Malé [45], en utilisant et en complétant la théorie de Maxwell-Garnett [46] comme nous le verrons plus loin.

Résultats récents obtenus par la méthode de Malé. — 1° *Variations de ν_1 et $\varkappa_1$ en fonction de l'épaisseur.* — La méthode de Malé a été utilisée dans ces dernières années par Philip et Trompette [74], pour des couches minces d'argent, par Philip pour l'or [75],

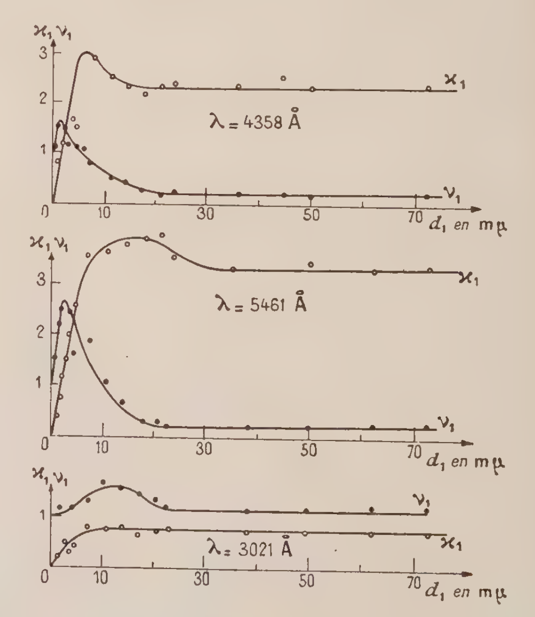


Fig. 4. — Variations des constantes optiques de l'argent en fonction de l'épaisseur massique, pour $\lambda = 3\,021$, 4 358 et 5 461 Å.

par Malé et Trompette pour la palladium [76], par Trompette pour le plomb [73]. Les courbes ci-dessous résument quelques-uns des résultats obtenus (*fig.* 4, 5, 6, 7, 8).

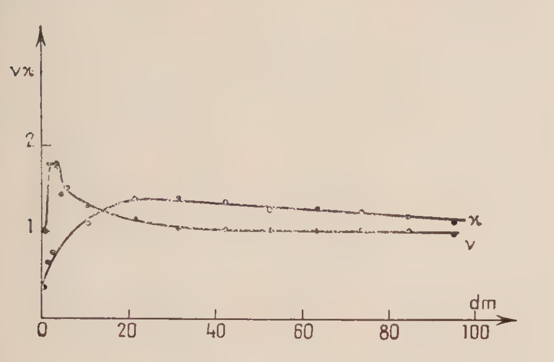


Fig. 5. — Courbes donnant les variations des constantes optiques de l'or en fonction de l'épaisseur massique exprimée en millimicrons pour λ = 2 967 Å.

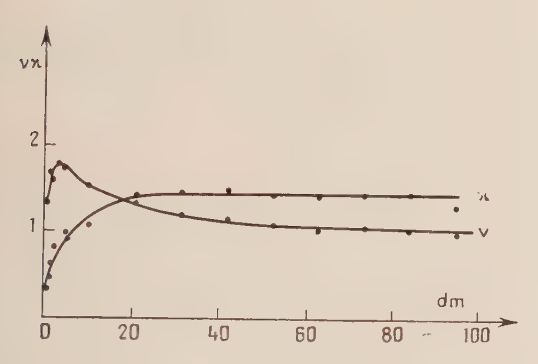


Fig. 6. — Courbes donnant les variations des constantes optiques de l'or, en fonction de l'épaisseur massique exprimée en millimicrons, pour λ = 4 358 Å.

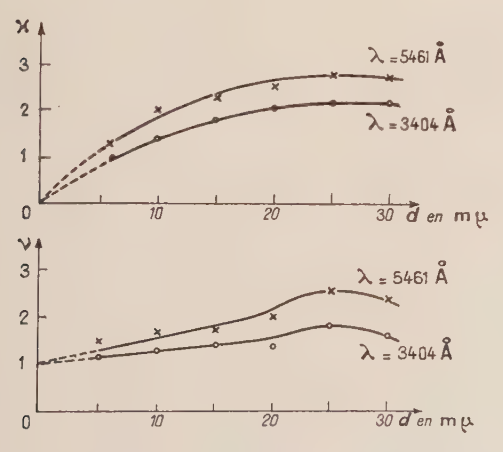


Fig. 7. — Variations des constantes optiques du palladium, en fonction de l'épaisseur massique, pour λ = 3 404 et 5 461 Å.

2° *Variation de ν_1 et $\varkappa_1$ avec la longueur d'onde.* — De nombreux auteurs se sont préoccupés d'étudier les variations de ν_1 et de $\varkappa_1$ avec la longueur d'onde pour des couches d'épaisseur donnée.

Il est bien évident que ces études ont un sens dans la mesure où ν_1 et $\varkappa_1$ sont déterminés par une méthode

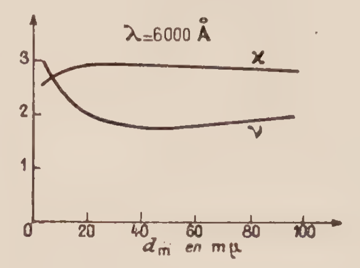


Fig. 8. — Variations des constantes optiques du palladium d'après Pogany.

n'introduisant aucune erreur systématique dans la mesure des épaisseurs.

Trompette [77] puis Philip [78] ont étudié le cas de l'argent.

Voici par exemple les résultats obtenus par R. Philip (*fig.* 9).

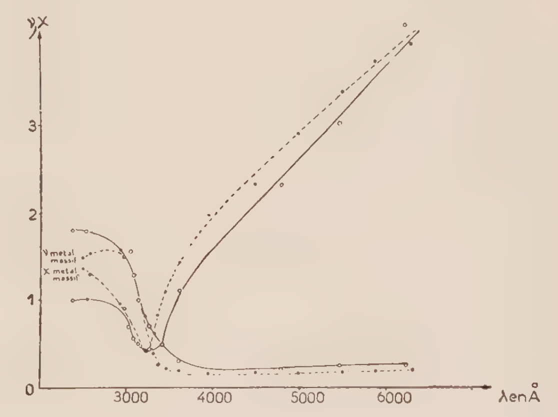


Fig. 9. — Variations des constantes optiques d'une couche mince d'argent, d'épaisseur voisine de 20 mμ, en fonction de la longueur d'onde.

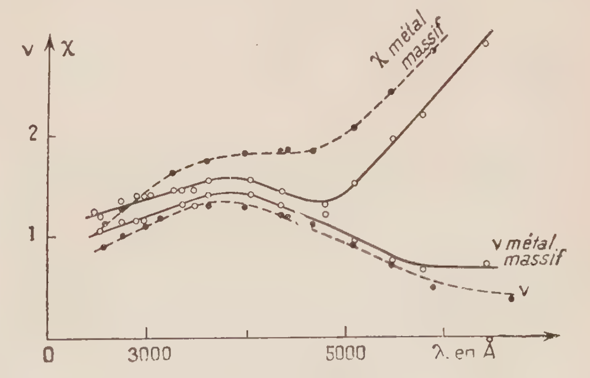


Fig. 10. — Variations des constantes optiques d'une couche mince d'or, d'épaisseur voisine de 21,1 mμ, en fonction de la longueur d'onde. *Erratum* : La courbe du bas en pointillé, se rapporte, pour ν, au métal massif.

Les courbes en traits discontinus sont tracées avec les constantes optiques de l'argent massif données par

Minor [79]. On voit qu'il n'y a pas de déplacement notable de la bande de transparence que l'argent soit en couche mince ou à l'état massif.

Voici, de même, les résultats obtenus par Philip [80] pour une couche mince d'or d'épaisseur voisine de 21,1 mμ (*fig.* 10). Les courbes en traits discontinus sont tracées avec les constantes optiques de l'or massif données par Meier [81]. On peut constater due les deux systèmes de courbes ont la même allure.

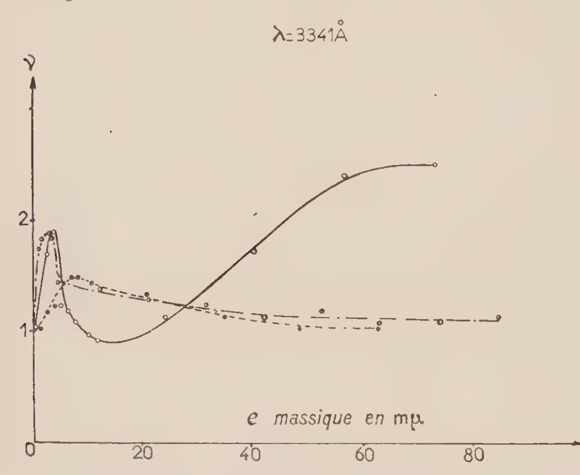


Fig. 11. — Variations de l'indice de réfraction ν en fonction de l'épaisseur massique pour 3 vitesses de projection (couches minces d'or).

v = 0,8 mμ/mn ————————
v = 3 mμ/mn —.—.—.—.—.
v = 25 mμ/mn — — — — —

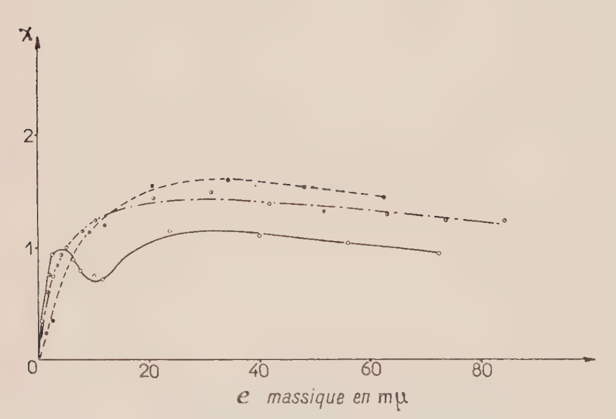


Fig. 12. — Variations de l'indice d'extinction χ en fonction de l'épaisseur massique pour 3 vitesses de projection (couches minces d'or).

v = 0,8 mμ/mn ————————
v = 3 mμ/mn —.—.—.—.—
v = 25 mμ/mn. — — — — — —

3° *Effet de la vitesse de formation des couches sur la valeur des indices.* — Philip [82] a étudié tout récemment l'effet de la vitesse de formation des dépôts sur les valeurs des constantes optiques. Celles-ci et l'épaisseur étaient déterminées simultanément par la méthode de Malé.

Les figures 11, 12, 13 représentent les résultats obtenus par cet auteur pour des couches minces d'or pour trois vitesses de projection : 0,8 mμ par minute, 3 mμ par minute, 25 mμ par minute et la longueur d'onde λ = 3 341 Å.

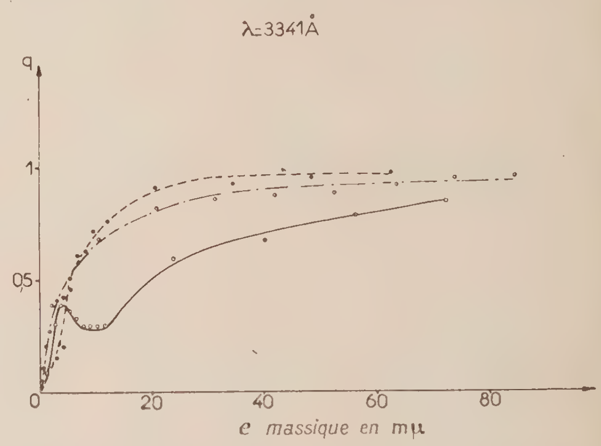


Fig. 13. — Variations du coefficient de remplissage en fonction de l'épaisseur massique pour 3 vitesses de projection (couches minces d'or).

v = 0,8 mμ/mn ————————
v = 3 mμ/mn —.—.—.—. —
v = 25 mμ/mn. — — — — —

On voit que la vitesse de projection a une influence considérable sur la valeur des constantes optiques et la forme des courbes donnant les variations de ces constantes optiques avec l'épaisseur (*fig.* 11 et 12). En particulier, l'indice de réfraction ν_1 pour une couche de 65 mμ d'épaisseur massique est multiplié par 2,25 lorsque la vitesse de projection passe de 3 mμ par minute à 0,8 mμ par minute, tandis que dans les mêmes conditions l'indice d'extinction diminue de 25 %.

Le phénomène le plus curieux est le fait que, si la vitesse de formation est assez faible, le coefficient de remplissage (*fig.* 13) passe par un maximum extrêmement marqué, pour une épaisseur massique de 4 mμ environ, suivi d'un minimum qui a lieu pour une épaisseur massique d'une dizaine de millimicrons. Tout se passe comme si, jusqu'à 4 mμ, pour les vitesses de projection très faibles, les microcristallites se formaient peu à peu en une seule couche en se serrant de plus en plus. Au delà de 4 mμ, une première couche compacte de cristallites étant formée, commencerait à s'édifier une seconde couche, très lacunaire d'abord, ce qui ferait diminuer le coefficient de remplissage, puis de plus en plus remplie. Aux grandes vitesses de projection, au contraire, la première couche n'aurait pas le temps de se compléter avant que ne commence l'édification de la seconde et même de la troisième et le coefficient de remplissage augmenterait régulièrement.

4° *Évolution des propriétés optiques et partant des constantes optiques des couches minces avec le temps.* — Sitôt obtenues les couches minces évoluent, même si on les laisse sous le vide qui a servi à les préparer. L'étude de cette évolution spontanée a suscité de nombreuses recherches. Pour toutes celles qui sont antérieures à 1950 on pourra se reporter à la mise au point bibliographique de P. Cotton et P. Rouard [54]. Ces travaux sont intéressants car ils fournissent des rensei-

gnements précieux sur l'influence de perturbation d'origine extérieure (gaz résiduels contenus dans la cloche au moment de la projection, gaz et vapeurs absorbés dans la couche mince, modification de structure, altération des couches, etc...).

Ce n'est que tout récemment cependant que l'on a réussi à mesurer les constantes optiques des couches, sous le vide même ayant servi à les préparer, par une méthode exempte d'erreurs systématiques.

La figure 14 montre les résultats obtenus par Philip [83] et relatifs à l'action de l'air sur des couches minces d'or. Les constantes optiques de chaque couche ont été mesurées sous le vide et dans l'air. On voit que l'indice de réfraction d'une couche augmente lorsqu'on soumet cette couche à l'air. Au contraire, il semble que l'indice d'extinction, le coefficient de remplissage et l'épaisseur optiquement efficace ne sont pratiquement pas changés, que la pression atmosphérique s'exerce ou non sur la couche. Il ne semble donc pas que l'action de l'air sur ces couches d'or puisse s'expliquer par une simple compression provoquant une diminution de leur épaisseur.

Trompette [84] a étudié de la même façon les couches minces de plomb. Il a tout d'abord montré que, sous le vide, les propriétés optiques de ces couches variaient lentement en fonction du temps. L'entrée de l'air dans


la cloche à projection provoque une variation instantanée des constantes optiques.

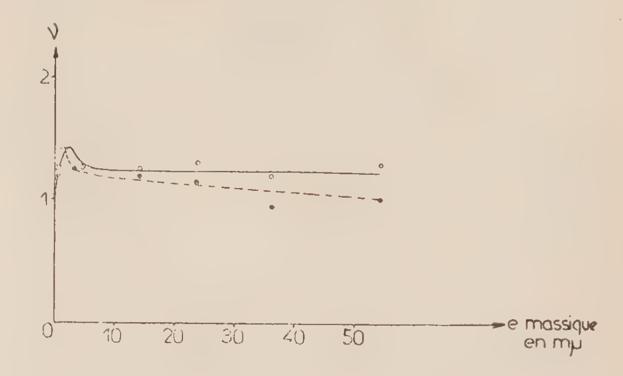


Fig. 14. — Variations de l'indice de réfraction ν en fonction de l'épaisseur.
Mesures faites à l'air ————
Mesures faites sous le vide — — — —

Les courbes donnant ν et ϰ déterminés par la méthode de Malé dans le vide et dans l'air sont représentées dans la figure 15. On peut constater que pour

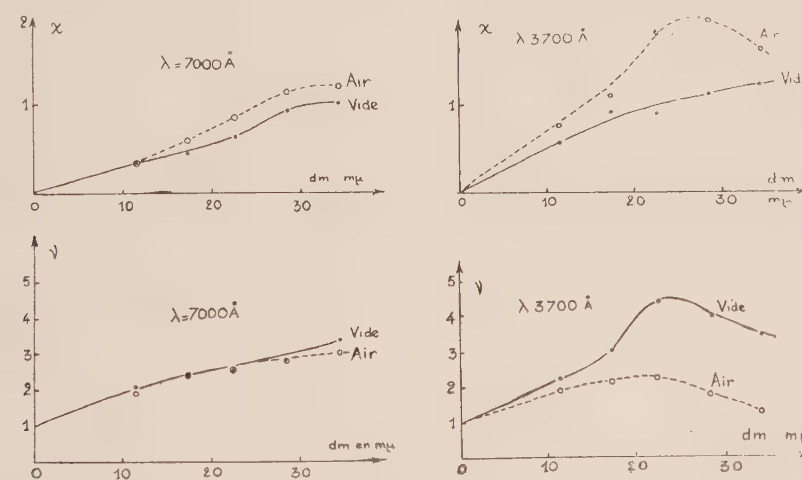


Fig. 15. — Variations des constantes optiques de couches très minces de plomb en fonction de l'épaisseur massique dans le vide et dans l'air pour λ = 3 700 et 7 000 Å.

les radiations du spectre visible, les constantes optiques varient peu lorsqu'on passe du vide dans l'air. Par contre, elles varient beaucoup pour les radiations ultra-violettes.

Cette variation des indices dans le cas du plomb peut s'expliquer par un changement de structure sous l'effet de la pression et par l'oxydation superficielle des cristallites. Il est difficile de se rendre compte de l'importance relative de ces deux phénomènes. On peut penser cependant que la seconde cause est la moins importante alors, le fait que les indices varient beaucoup plus dans l'ultra-violet peut provenir de ce que le plomb présente une bande d'absorption dans l'ultra-violet, comme semblent le montrer les variations des constantes optiques du métal massif dans cette région. Ceci se traduit par une augmentation du rapport $k = \varkappa/\nu$ lorsque λ diminue. Or, d'après Malé [45] et E. David [85], les variations de structure provoquent des variations d'indice d'autant plus grandes que le coefficient d'extinction k du métal massif a une valeur plus élevée.

5° *Cas des couches très minces.* — Lorsque les couches sont très minces ($d/\lambda < 0,27$) et qu'à la précision des mesures la relation de Wolter entre R, R' et T est vérifiée, il est nécessaire, comme nous l'avons vu, de faire intervenir au moins une mesure de changement de phase, comme l'a montré Malé [45] et comme l'ont fait Philip et Trompette chaque fois que cela a été nécessaire et en particulier pour les couches minces de très faible épaisseur.

C. V. Fragstein [86] a d'ailleurs établi théoriquement que les mesures des trois changements de phase φ_R, $\varphi_{R'}$, φ_T suffisent, même lorsque la relation de Wolter est vérifiée. Nous avons déjà dit que ces mesures de

changement de phase n'étaient pas faciles à faire. Aussi vaut-il mieux le plus souvent mesurer un des couples R et R' ; R et T, R' et T et un changement de phase et opérer par la méthode de Malé.

6° *Constantes optiques des couches épaisses.* — Un certain nombre d'auteurs, et en particulier : H. E. Ives et H. B. Brigs [87] pour les métaux alcalins, H. M. O'Brian [88] pour Al, Ba, Be, Ca, Ce, Mg, Mn, Ge, La, Sr R. Kretzmann [89] pour Ag, Au, Ca ; R. O. Block [90] pour Zn et Ca ; F. Bueche [91] pour Ni, Co, Fe, Mn, Ca, ont déterminé les constantes d'un métal massif en utilisant des couches suffisamment épaisses de ce métal. Ce remplacement du métal massif poli par une couche d'épaisseur suffisante a en effet, pour la détermination des constantes optiques un certain nombre d'avantages. Plus récemment L. G. Schulz [92] puis L. G. Schulz et F. R. Tangherlini [93] en ont fait de même pour Ag, Au, Cu et Al. Ces derniers auteurs mesuraient le coefficient d'extinction sur des couches de 60 mμ d'épaisseur pour l'or, l'argent et le cuivre, de 40 mμ pour l'aluminium, au moyen d'une mesure de changement de phase à la réflexion dans le support de mica sur la couche mince. Les épaisseurs étaient déterminées par pesées. Utilisant ensuite des couches très opaques, ayant de 250 à 200 mμ d'épaisseur, déposées cette fois-ci sur la face hypoténuse d'un prisme isocèle en verre ils mesuraient les facteurs de réflexion R et R' sous une incidence de 45°. Ces facteurs de réflexion, et les valeurs précédemment trouvées pour $\varkappa$, permettaient de calculer ν. Les valeurs ainsi trouvées sont supposées être celles du métal massif.

Les constantes ainsi déterminées présentant des écarts avec celles qui sont déduites de l'étude du métal massif, on en a conclu le plus souvent que les surfaces polies produites sur le métal massif étaient recouvertes d'une couche amorphe ou altérée. Certains sont même allés jusqu'à penser que les résultats obtenus avec les couches évaporées sont supérieurs à ceux obtenus avec les métaux polis.

Cette façon de voir a été discutée et contestée par D. Malé et P. Rouard [94]. Les valeurs des constantes optiques que permet de calculer la méthode de Malé pour des lames d'or préparées par évaporation et d'épaisseur voisine de 85 mμ se sont montrées en effet nettement différentes des valeurs de ν et de $\varkappa$ pour le métal massif indiquées par Meier [81].

Cela n'est pas étonnant étant donné ce que l'on sait sur la structure des couches. Les écarts observés entre les constantes des couches épaisses et les constantes du métal massif correspondant semblent avoir essentiellement pour origine la différence de structure entre les couches et le métal massif. Les résultats de Bousquet sur la structure des couches transparentes et en particulier l'existence de couches de passage et d'un gradient d'indice ne font que confirmer ce point de vue. Il est possible que l'on arrive un jour à obtenir des couches épaisses non lacunaires, ayant la structure du métal massif. Ceci ne paraît pas être le cas pour les couches étudiées jusqu'ici.

Tout récemment enfin S. Robin-Kandare [95] a réussi à mesurer les facteurs de réflexion et a déterminé les constantes optiques des couches métalliques épaisses d'or, de platine et de chrome dans la région de l'ultra-violet de Schumann.

7° *Constantes optiques de couches absorbantes non métalliques.* — En ce qui concerne les couches absorbantes non constituées par des métaux purs on peut citer les travaux de J. E. Hall, Jr. [96] qui a déterminé les indices de réfraction et d'extinction de couches minces de sulfure de zinc et de sulfure de cadmium évaporées pour des radiations ultra-violettes allant jusqu'à 2 100 Å et ceux de D. Malé et R. Rinaldi [97] qui ont déterminé simultanément les indices et l'épaisseur de couches monomoléculaires stratifiées d'hémine. Ces derniers auteurs ont montré que ces couches organiques stratifiées se comportent en première approximation, vis-à-vis de la lumière, comme un milieu continu limité par des surfaces planes et parallèles pour lequel $\nu = 1{,}7$, $\varkappa = 0{,}35$, une couche monomoléculaire ayant une épaisseur de l'ordre de 20 Å.

Enfin R. Rinaldi, Y. Bernard, R. Boyer et P. Chiado [98] ont repris les mêmes mesures sur des couches stratifiées de bleu organol. Ils ont montré que les constantes optiques sont fonction de l'épaisseur des couches comme dans le cas des couches minces métalliques ce qui semble indiquer que c'est essentiellement la structure lacunaire des couches qui est à l'origine des variations des constantes optiques avec l'épaisseur.

Pour déterminer les constantes optiques des matériaux fortement absorbants N. N. Pribytkova [99] a utilisé une méthode dont le principe a été indiqué par T. P. Kravec [100] et qui est basée sur la mesure des facteurs de réflexion de couches du matériau étudié déposées sur des lames de verre de différents indices. Il a obtenu ainsi les constantes optiques du sélénium amorphe et cristallisé dans un intervalle spectral allant de 3 600 à 6 200 Å.

Résultats récents obtenus par d'autres méthodes. — 1° *Variation avec l'épaisseur.* — Nous avons vu que, mises à part la méthode de Schopper, théoriquement inattaquable mais difficilement applicable, et la méthode de Malé qui a permis de déterminer les variations des constantes optiques d'un certain nombre de métaux, en fonction de l'épaisseur de la couche pour une longueur d'onde déterminée et en fonction de la longueur d'onde pour une épaisseur déterminée, les autres méthodes de détermination des constantes optiques supposent en général que les épaisseurs sont obtenues, soit par pesée, soit par un procédé optique indépendant (méthodes de Wiener, de Tolansky, etc...) ou bien utilisent des méthodes polarimétriques en incidence oblique.

Nous avons dit quelles remarques appelaient ces façons de procéder.

Voici, par exemple (*fig.* 15) les résultats obtenus par K. Ishiguro et G. Kuwahara [101] qui emploient une méthode dans laquelle on mesure : en incidence normale les facteurs de transmission et de réflexion et le déphasage absolu par transmission et en incidence oblique, voisine de 70°, le déphasage absolu de la lumière, pour les deux directions de polarisation (parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence). On en déduit les constantes optiques et l'épaisseur grâce à des tables calculées par Ishiguro [63]. Une anisotropie possible des lames introduit des causes d'erreurs certainement inférieures à celles qu'introduit le procédé de Försterling.

Les résultats donnés par la figure 16 sont comparables à ceux de R. Philip et J. Trompette [74] au-dessus de 20 mμ. Ils appellent des réserves pour les

épaisseurs inférieures. Il est en effet indiscutable que l'indice de réfraction ne tend pas vers 3,5 ou vers l'infini quand l'épaisseur tend vers zéro tandis que l'indice d'extinction ne tend pas vers 1,7.

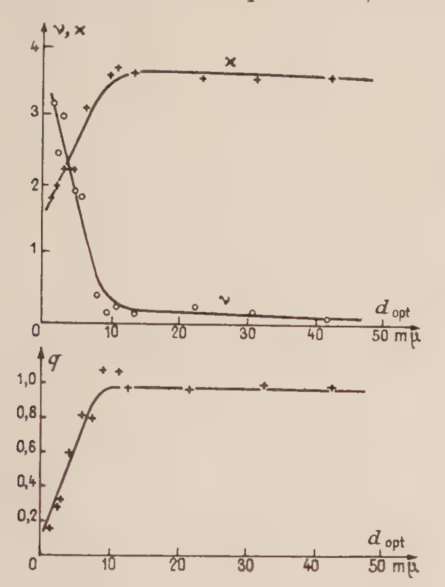


FIG. 16. — Constantes optiques et coefficient de remplissage de couches minces d'argent pour la radiation de longueur d'onde 5 900 Å.

En dehors de ces résultats, obtenus par des procédés qui éliminent toute erreur systématique, due au fait que les couches sont lacunaire donc inhomogènes et aussi au fait qu'elles peuvent être anisotropes, de nombreuses déterminations ont été faites dans lesquelles l'épaisseur est déterminée par pesée ou par une méthode optique pouvant introduire des erreurs. Cependant, les résultats ainsi obtenus ont un intérêt qualitatif. Aussi les passerons-nous en revue rapidement. Rappelons seulement pour mémoire les résultats de Goos, Krautkrämer, Försterling, Essers-Rheindorf, Murmann, Rouard, etc..., dont il a été question ci-dessus, ainsi que ceux de L. G. Schulz [94] puis L. G. Schulz et F. R. Tangherlini [93], qui ont mesuré les constantes optiques de couches épaisses d'argent, d'or, de cuivre et d'aluminium, en déterminant les épaisseurs par pesée. Supposant ensuite que les constantes de lames épaisses sont celles du métal correspondant pris à l'état massif ils s'en sont servis dans la théorie des solides.

Les valeurs trouvées pour ν sont différentes de celles trouvées par d'autres auteurs. Schulz et F. Tangherlini en concluent que l'indice à la surface des couches n'est pas le même qu'à l'intérieur. En fait. ces valeurs de ν ont été déterminées en se servant de valeurs de $\varkappa$ obtenues avec d'autres couches plus minces (40 à 60 mμ au lieu de 150 à 200 mμ). D'autre part, on laisse vieillir ou on recuit les couches. Ces façons de procéder ont le défaut de ne pas tenir compte des différences de structure dues à des variations toujours possibles des conditions de projection ou de vieillissement.

De même Hodgson [102] a mesuré les constantes optiques (ou plutôt leur produit $\nu\varkappa$ et la différence de leurs carrés $\nu^2 - \varkappa^2$), de couches minces d'or, d'argent, de cuivre, de zinc, d'étain et d'aluminium par une méthode polarimétrique pour les longueurs d'onde comprises entre 1 et 15 μ. Il a opéré avec des couches épaisses et comparé les résultats obtenus avec les résultats théoriques que fournit la théorie électromagnétique (Drude) pour le produit $\nu\varkappa$ et la différence $\nu^2 - \varkappa^2$. Les résultats expérimentaux n'ont pas été assez précis pour lui permettre de départager la théorie classique des électrons libres et ses modifications. Il a cru pouvoir cependant tirer de cette comparaison entre résultats théoriques et résultats expérimentaux quelques conclusions sur la structure des bandes électroniques.

P. L. Clegg [103] a lui aussi déterminé les constantes optiques de couches minces d'Ag, d'Au, Sn et In, sous le vide même ayant servi à les produire, par une méthode polarimétrique. Les épaisseurs étaient déterminées par pesées. L. Harris et A. L. Loeb [104] ont calculé au moyen d'une machine électronique et des mesures des facteurs de réflexion et de transmission, les constantes optiques et électriques de couches minces de Bi, Ag, Al. Les résultats ont été comparés à ceux de Krautkrämer qui, comme l'a montré Malé, sont discutables.

Les constantes optiques de couches minces de titane déposées sur quartz fondu ont été déterminées par la méthode polarimétrique de Drude par A. P. Bradford et G. Hass [105]. Les couches ont été préparées sous un vide inférieur à 5.10^{-6} mm de Hg et avec une vitesse de dépôt supérieure à 4 mμ/s pour éviter toute altération.

2° *Variations des constantes optiques avec la température.* — Déjà étudiées par Krautkramer [71] elles l'ont été de nouveau récemment par Joos et Klopfer [106] sur le Cu, l'Ag et l'Au jusqu'à 20 °K. Les couches étaient obtenues par évaporation thermique sur lames de quartz. En réalité c'est $\nu\varkappa$ et $\nu^2 - \varkappa^2$ qui ont été déterminés à partir des facteurs de réflexion et de transmission par la méthode de Martin [107]. L'étude des variations de ces deux quantités avec la température a permis d'attribuer les bandes d'absorption dans le visible et l'ultra-violet aux diverses transitions électroniques possibles.

De même M. E. Lasser et H. Levingstein [108] ont déterminé les constantes optiques de couches minces de tellure de plomb PbTe en fonction, à la fois, de la température et de la teneur de l'atmosphère en oxygène. Ils ont surtout étudié les variations de ν et de $\varkappa$ en fonction de la longueur d'onde, pour des couches de 500 mμ d'épaisseur environ, à la température ordinaire et refroidies, pour divers degrés d'oxygénation et pour une longueur d'onde donnée, en fonction de la température. La similitude entre les courbes d'absorption aux basses températures et les courbes *représentant la sensibilité photoélectrique en fonction de la longueur d'onde*, indique qu'il y a une liaison entre les deux phénomènes.

3° *Effet de la vitesse de formation des couches sur les valeurs des indices.* — Après B. Smakula [109], R. S. Sennett et G. D. Scott [110] et E. Zehender [111] l'effet de la vitesse de dépôt sur les valeurs des indices a été étudiée récemment par J. Gottesman et W. F. Ferguson [112] sur des couches minces de sulfure de cadmium, d'épaisseurs allant de 120 à 600 mμ, obtenues à des vitesses de vaporisation de 900 mμ, 150 mμ, 6 mμ à la minute. Les épaisseurs étaient déterminées par la

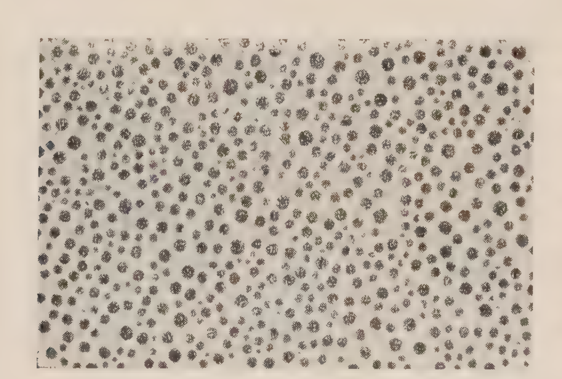
méthode de Tolansky. Les résultats obtenus montrent que la vitesse de formation a une influence notable sur les valeurs des constantes optiques et sont conformes par conséquent aux résultats rapportés plus haut.

Interprétation théorique des résultats expérimentaux. — Les constantes optiques d'un métal traduisent en définitive le comportement des électrons de ce métal sous l'action d'une onde électromagnétique. Il semble donc que, si les constantes optiques des couches minces varient avec l'épaisseur de celles-ci, c'est que les propriétés du réseau métallique sont différentes pour le métal massif et pour les diverses épaisseurs. De là l'hypothèse d'une variété amorphe [113] dont nous avons déjà dit ce qu'il fallait penser. Nous avons dit aussi que l'on avait essayé d'expliquer les variations des constantes optiques, lorsque l'épaisseur diminue et devient de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen, par une gène du mouvement des électrons libres. W. Planck [38], B. Pogany [39] et plus près de nous K. Fuchs [114], R. G. Chambers [115], R. A. Weale [116] P. G. Wilkinson [117] se sont basés sur cette hypothèse. L. G. Schulz [42], utilisant les constantes optiques de l'or, de l'argent et du cuivre entre 1 et 3 μ, déterminées comme il a été indiqué ci-dessus, a cru pouvoir conclure que, pour les longueurs d'onde supérieures à 2 μ, les valeurs expérimentales de ν et de $\varkappa$, pour l'intérieur des couches, sont en accord avec les valeurs prédites par la théorie de l'électron libre.

Enfin F. Grard [41], partant des constantes optiques de couches minces d'or calculées par Goos, et dont nous savons qu'elles sont entachées d'erreurs sytématiques, a interprété les différences qui existent entre les valeurs de ces constantes et celles du métal massif comme résultant d'une diminution progressive de l'influence, sur les propriétés optiques des couches minces, d'une fréquence de résonance qui caractérise l'or massif, lorsque l'épaisseur diminue. Il a fait la même interprétation pour les couches minces d'argent. Par contre, il n'a pas pu mettre en évidence l'existence d'une telle fréquence de résonance pour les couches de palladium d'épaisseurs comprises entre 5 et 30 mμ.

Dans toutes ces tentatives d'explication on suppose, explicitement ou implicitement, que les couches sont homogènes, isotropes et limitées par deux faces planes et parallèles. Or, comme nous l'avons déjà dit, cette hypothèse est inexacte surtout pour les couches de très faible épaisseur.

On savait déjà par de nombreuses études poursuivies au moyen du microscope électronique [43, 120, 113, 121, 44] que les couches, surtout quand elles sont très minces, ont une structure granulaire, c'est-à-dire qu'elles sont constituées par des microcristallites plus ou moins séparés les uns des autres comme le montrent par exemple les clichés suivants (*fig.* 17) dus à J. P. David [44]. D'autre part, comme on l'a rappelé plus haut, grâce à la finesse et à la puissance d'analyse des méthodes optiques (qui ont de plus l'avantage de



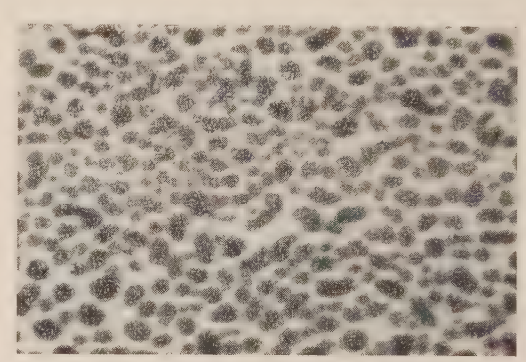


Fig. 17*a* et 17*b*. — Couches très minces d'argent vues au microscope électronique (grandissement final 200 000).
a) Épaisseur massique 2,9 mμ ; vitesse de projection10 mμ/mn.
b) Épaisseur massique 5,2 mμ ; vitesse de projection 1,5 mμ/mn.

ne pas modifier, par un bombardement électronique, la structure des couches étudiées) P. Bousquet [27] a pu montrer que les couches minces n'étaient en général pas homogènes et qu'elles présentaient non seulement un gradient d'indice mais encore, le plus souvent, des couches de passage côté air et côté support. Il paraît de plus assez normal que, du fait de la structure lacunaire, la surface de séparation avec l'air ne soit pas parfaitement plane, ce qui équivaut en fait à une couche de passage. Enfin, grâce à une étude polarimétrique et spectrophotométrique très poussée, faite en incidence oblique, P. Bousquet et Y. Delcourt [33] ont établi que les couches minces transparentes pouvaient présenter une faible anisotropie comme l'avait prévu Schopper [47].

Ces résultats de Bousquet ont été certes obtenus pour les couches transparentes, les plus faciles à étudier, mais il est hors de doute que l'étude optique des couches absorbantes, lorsqu'elle aura pu être faite, conduira à des résultats analogues. Cela explique pourquoi les méthodes basées sur des mesures polarimétriques faites en incidence oblique quelconque ou au voisinage de l'incidence brewstérienne doivent faire l'objet d'un examen critique très poussé, en fonction de ce que l'on sait maintenant de la structure des couches, car si elles sont utilisées sans précaution elles peuvent conduire à des conclusions erronées.

Ce qui précède, joint aux études faites par diffraction électronique, conduit donc à penser qu'en première approximation les couches minces ont une structure

granulaire, c'est-à-dire qu'elles se composent de gouttelettes séparées possédant chacune la structure intacte du réseau du métal massif ; ces gouttelettes se formant par suite des migrations des atomes de métal projeté sur le support, migrations que l'on connaît depuis longtemps [120, 121].

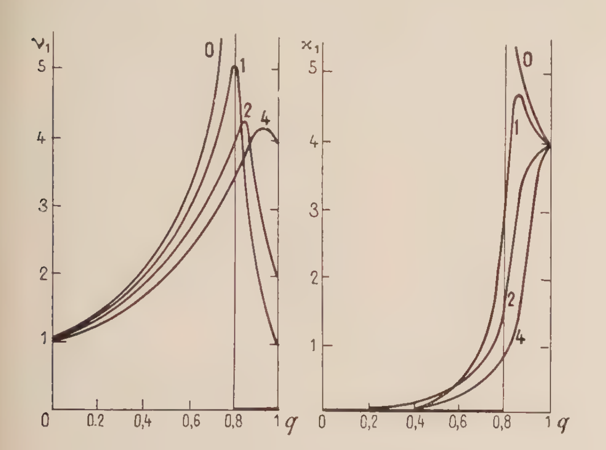


FIG. 18. — Variations des constantes optiques ν_1 et $\varkappa_1$ en fonction du coefficient de remplissage q.

Il est donc normal d'essayer d'expliquer les variations des constantes optiques des couches minces avec leur épaisseur en utilisant ce que l'on sait de la structure de ces couches. C'est que faisait déjà Maxwell-Garnett [46] en 1904 en supposant que les couches très minces étaient lacunaires. C'est ce qu'a fait plus récemment Malé [45] qui a donné, par une théorie plus simple que celle de Maxwell-Garnett, l'expression de l'indice complexe du métal en couches minces, en fonction de l'indice complexe du métal massif et du coefficient de remplissage.

Dans cette théorie on considère que les couches minces sont constituées par des microcristallites sphériques répartis dans les trois dimensions et possédant chacun les propriétés du métal massif, c'est-à-dire ayant les mêmes indices de réfraction et d'extinction.

Une couche mince d'un métal donné est alors caractérisée essentiellement par son coefficient de remplissage q (volume réel de métal contenu dans l'unité de volume de la couche mince, supposée limitée par deux surfaces planes et parallèles).

Dans ces conditions on obtient une relation fournissant l'indice complexe $n_1 = \nu_1 - j\varkappa_1$ de la couche mince c'est-à-dire ν_1 et $\varkappa_1$ en fonction du coefficient de remplissage q et on peut tracer les courbes théoriques donnant ν_1 en fonction de q pour $\varkappa_1$ donné, ou $\varkappa_1$ en fonction de q pour ν_1 donné.

En définitive, on suppose que les variations des constantes optiques avec l'épaisseur de la couche mince sont dues essentiellement à la structure lacunaire des couches. Quand l'épaisseur de la couche augmente le coefficient de remplissage q augmente en général aussi. Lorsque, au contraire, l'épaisseur tend vers 0 il en est de même de q. Alors ν_1 tend vers 1 tandis que $\varkappa_1$ tend vers zéro, c'est-à-dire vers les constantes optiques de l'air.

Si l'indice d'extinction $\varkappa$ du métal massif pour la longueur d'onde considérée est plus grand que l'indice de réfraction ν les courbes donnant ν_1 et $\varkappa_1$ en fonction de q passent chacune par un maximum. Ce dernier se produit pour un coefficient de remplissage, et par suite en général une épaisseur, plus faible pour ν_1 que pour $\varkappa_1$, comme le montrent les courbes théoriques tracées par Malé pour

$$\varkappa_1 = 4 \text{ et } \nu_1 = 0, 1, 2, 4 \quad (\textit{fig. } 18).$$

Si, au contraire, l'indice d'extinction $\varkappa$ du métal massif est inférieur à son indice de réfraction ν il ne peut pas y avoir de maximum.

Ces conclusions théoriques ont été vérifiées qualitativement par les résultats expérimentaux obtenus par Malé [45], Philip et Trompette [74], Malé et Trompette [76] pour l'or, l'argent, le palladium, rapportés plus haut, comme on peut le constater.

Cependant, quand on compare les indices ainsi calculés avec ceux que l'on obtient expérimentalement on se rend compte, comme l'ont montré en particulier Schopper [122] et Trompette [73] que, pour les faibles valeurs de q et les radiations du spectre visible, l'accord n'est pas très satisfaisant.

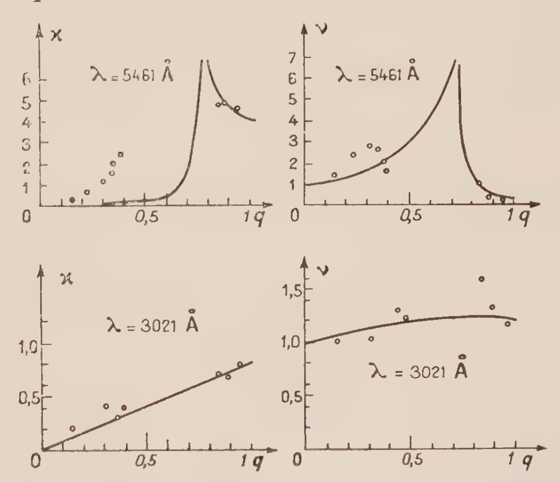


FIG. 19. — Comparaison des résultats expérimentaux avec les indices calculés d'après la théorie de Maxwell-Garnett. Indices du métal massif :

$$n_{3021\text{Å}} = 1,2 - 0,8\, j.$$
$$n_{5461\text{Å}} = 0,18 - 3,2\, j.$$

En particulier, (*fig.* 19) les valeurs de $\varkappa$ trouvées expérimentalement sont nettement plus grandes que les valeurs calculées. Cela tient surtout, comme l'a montré E. David [123] au fait que, pour les couches très minces, la répartition des microcristallites est non pas tridimensionnelle mais bidimensionnelle et que, de plus, leur forme est en général différente de la forme sphérique, ce qui a une grande importance pour la valeur de la constante diélectrique, donc des constantes optiques.

E. David suppose que la couche mince est constituée par des microcristallites, petits par rapport à la longueur d'onde, ayant la forme d'ellipsoïdes de révolution caractérisés par leur ellipticité b/a. Dans une même couche mince toutes les valeurs du rapport b/a sont théoriquement possibles mais sont distribuées statistiquement autour d'une valeur la plus probable.

Pour chaque couche mince il existe donc une fonction $g(f)$ donnant la distribution des ellipsoïdes en

fonction du rapport de leurs axes, f étant une fonction du rapport b/a variant entre 0 et 1.

Malheureusement, en 1939, David n'avait à sa disposition, pour vérifier sa théorie, que des valeurs de constantes erronées calculées à partir de résultats expérimentaux de Goos [69], par la méthode de Murmann, les épaisseurs étant déterminées par pesées.

Plus tard, Schopper [122] a utilisé cette théorie pour expliquer les variations avec l'épaisseur des constantes optiques de couches très minces d'or. Malheureusement, comme nous l'avons vu, Schopper n'a employé sa méthode que pour une seule longueur d'onde. Il a donc été obligé de se donner théoriquement la distribution $g(f)$. Il a choisi arbitrairement elle qui lui paraissait la plus logique, c'est-à-dire une distribution bidimensionnelle de Gauss autour d'une valeur plus probable f_0.

Tout récemment R. Philip et J. Trompette [124] ont repris la théorie de E. David et ont pu donner les expressions permettant de calculer les constantes optiques de la couche mince en fonction de $g(f)$ supposée connue. Réciproquement, si l'on connaît les constantes optiques de la couche mince pour plusieurs longueurs d'onde il est possible de calculer la fonction $g(f)$ et d'avoir ainsi une idée de la structure de la couche mince.

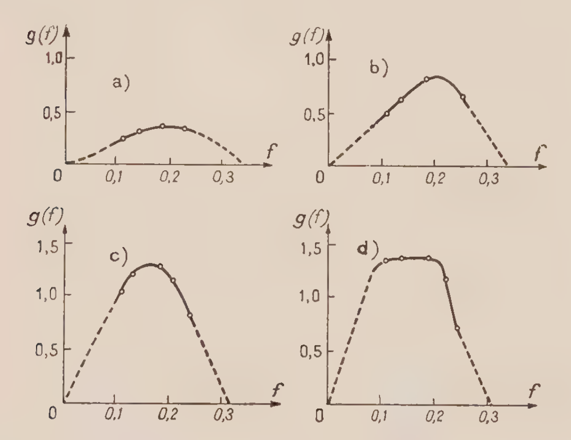


Fig. 20. — Variation de la fonction $g(f)$ en fonction de f pour quatre couches minces d'argent.

La figure 20 donne la répartition $g(f)$ en fonction de f, pour 4 couches très minces d'argent, calculée par Philip et Trompette.

On voit que, lorsque l'épaisseur massique croît, la surface comprise entre la courbe $g(f)$ et l'axe des f croît, ce qui traduit le fait que la couche est d'autant moins lacunaire que son épaisseur est plus grande. De plus, le maximum de $g(f)$ se déplace vers les faibles valeurs de f correspondant à des valeurs plus grandes du rapport b/a, ce qui montre que les microcristallites s'aplatissent au fur et à mesure qu'ils grossissent.

La théorie de E. David ainsi complétée s'est montrée très satisfaisante pour les couches minces d'épaisseur massique inférieure à 5 mμ. Elle laisse prévoir une anisotropie de la couche mince, cette dernière ayant les propriétés d'un cristal uniaxe, d'axe optique perpendiculaire à la surface sur laquelle elle est déposée. Pour mettre en évidence cette anisotropie Trompette [73] a étudié les couches en incidence oblique et en lumière polarisée. Malheureusement, les méthodes actuelles de détermination des constantes optiques des couches minces absorbantes ne sont pas suffisamment précises et les résultats obtenus n'ont pas permis de conclure d'une façon certaine à une anisotropie des couches qui reste cependant vraisemblable.

En résumé, les résultats que nous venons d'indiquer montrent qu'il est possible d'expliquer les variations des constantes optiques avec l'épaisseur des couches très minces en supposant que ces dernières sont constituées par des ellipsoïdes de révolution, disposés à plat sur le support, et ayant les constantes optiques du métal massif. La précision actuelle des méthodes de détermination des constantes optiques ne permet pas de conclure à une anisotropie, pourtant probable, des couches ni de mettre en évidence une variation des constantes optiques à l'intérieur d'un grain par rapport à celles du métal massif par suite de la diminution du libre parcours moyen des électrons.

Voyons maintenant comment on peut expliquer les *variations des constantes optiques d'une couche mince déterminée avec la longueur d'onde.* Nous avons vu comment, en employant la méthode de Malé, Trompette et Philip avaient pu tracer les courbes donnant les variations de ν et de $\varkappa$ en fonction de la longueur d'onde pour des couches d'or et d'argent d'épaisseurs déterminées. Si maintenant on trace, comme l'a déjà fait E. David [123] à partir des résultats de Goos [125], les courbes donnant les quantités $2\nu\varkappa$ et

$$\nu^2 - \varkappa^2 - \varepsilon_g \simeq \nu^2 - \varkappa^2 - 1$$

en fonction de la longueur d'onde à partir des résultats de Philip, pour un certain nombre de couches minces d'argent de diverses épaisseurs, on obtient la figure 21.

L'analogie avec la *caractéristique de résonateurs ayant une fréquence propre déterminée et un très grand amortissement* (*fig.* 22) est très nette, les maximums des courbes expérimentales étant cependant très élargis par rapport à celui de la courbe théorique.

On peut essayer d'expliquer ces résultats dans l'hypothèse de Maxwell-Garnett et de Malé, c'est-à-dire de microcristallites sphériques répartis dans les trois dimensions. C'est ce qu'a fait par exemple Krautkrämer [71] pour des couches minces d'or (obtenues par projection cathodique et dont les épaisseurs étaient déterminées par pesée).

L'explication la plus satisfaisante est fournie par la théorie de E. David [85] supposant que les microcristallites sont des ellipsoïdes de révolution distribués sur un plan.

On ne voit pas très bien *a priori* quelle peut être l'origine de l'amortissement très important que traduit l'élargissement des maximums des courbes expérimentales par rapport à celui de la courbe théorique. David suppose que les courbes expérimentales sont le reflet de la superposition des actions d'oscillateurs ayant un spectre continu de longueur d'onde et un amortissement modéré. Les oscillateurs tiennent la place des électrons libres (électrons de conduction) du métal massif, lesquels ont une fréquence propre nulle car il n'y a pas de force orientée. Quand l'épaisseur de la couche mince diminue les fréquences propres se déplacent vers les courtes longueurs d'onde. Autrement dit, il se produit des oscillations électriques propres des microcristallites. Malheureusement, d'après les dimensions des microcristallites ces longueurs d'onde propres devraient

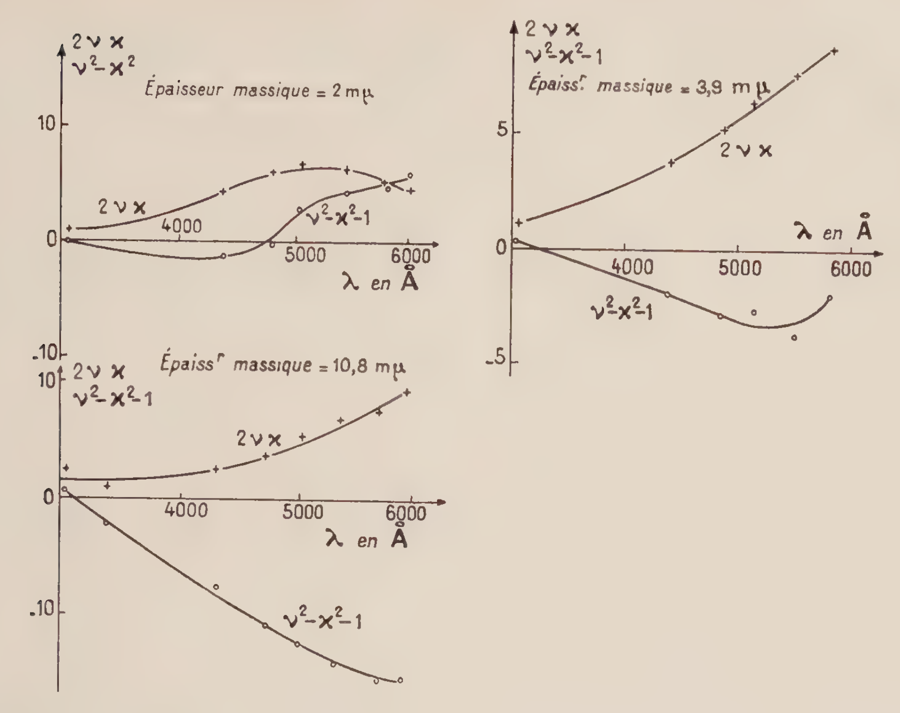


FIG. 21. — Variations, en fonction de la longueur d'onde, du produit $\nu\varkappa$ et de $\nu^2 - \varkappa^2 - 1$ pour des couches minces d'argent de différentes épaisseurs massiques (d'après les résultats expérimentaux de R. Philips).

être de l'ordre de 200 Å alors que les valeurs observées expérimentalement sont de l'ordre de 5 000 Å.

Ce désaccord serait dû à la cause suivante : l'énergie cinétique d'un électron en mouvement peut être inter-

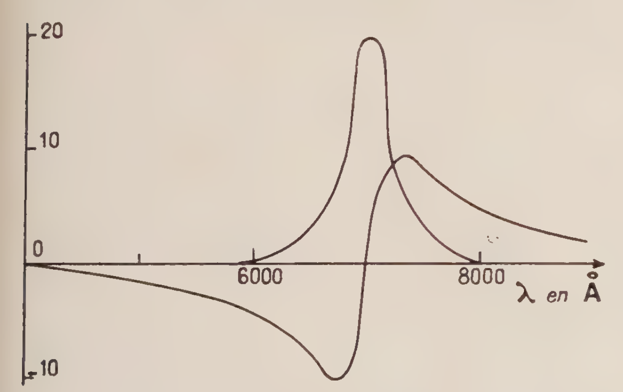


FIG. 22. — Constantes optiques, en fonction de la longueur d'onde, d'un oscillateur de longueur d'onde propre $\lambda = 7\,000$ Å.

prétée comme étant l'énergie de son champ magnétique. Au voisinage immédiat de l'électron l'intensité du champ diminue suivant l'inverse du carré de la distance et, par conséquent, son énergie diminue suivant l'inverse de la quatrième puissance de cette distance. L'énergie du champ est donc concentrée au voisinage immédiat de l'électron. Si, au lieu d'un électron, il y a N électrons qui se déplacent parallèlement avec un microcristallite, l'énergie du champ relative à un électron isolé reste pratiquement la même au voisinage immédiat de cet électron, par suite l'énergie cinétique à rapporter à la « masse des électrons », c'est-à-dire au microcristallite, augmente proportionnellement à N. A plus grande distance d'autre part l'intensité du champ magnétique est proportionnelle à N et l'énergie du champ à N^2. Il en résulte que, pour des dimensions à l'échelle microscopique, l'énergie cinétique proportionnelle à N est complètement négligeable devant l'énergie du champ magnétique proportionnelle à N^2 tandis que, dans le cas des couches minces, c'est l'inverse qui a lieu. Le domaine de transition pour lequel les deux parties de l'énergie ont à peu près la même valeur se situe aux dimensions comprises entre 100 et 500 mμ.

Au-dessous de 100 mμ les électrons ont une inertie bien plus grande du fait de leur masse que du fait du champ magnétique commun. Il en résulte que la longueur d'onde propre effective est aussi beaucoup plus grande que celle que l'on peut déduire de la théorie classique.

Il est aussi facile dans cette optique de répondre à la question : comment, dans le cas des dimensions microscopiques, la fréquence propre dépend-elle des dimensions de l'oscillateur ? Supposons que l'amplitude des oscillations restant la même les dimensions de l'oscillateur augmentent homothétiquement, c'est-à-dire que l'oscillateur grossit en restant semblable à lui-même ; alors, d'après les lois de l'électrostatique, les intensités des champs électriques formés ne changent pas. Comme elles représentent la force de répulsion il en résulte que, pour les dimensions microscopiques, la fréquence propre est indépendante de la grosseur de l'oscillateur ; par contre, elle dépend de sa forme, les corps sphériques ayant une fréquence propre plus grande que les corps de forme allongée.

L'explication de *l'influence de la température sur les constantes optiques* peut être aussi donnée à partir de la structure lacunaire des couches. On trouvera un exposé de la question dans l'article de E. David [85] déjà cité.

On voit en résumé que les résultats expérimentaux relatifs aux constantes optiques des couches minces et leurs variations : en fonction de l'épaisseur pour une longueur d'onde donnée, de la longueur d'onde pour une épaisseur donnée, de la température, peuvent être interprétées grâce à la théorie de E. David, laquelle s'appuie en définitive sur le fait que les couches minces ont une *structure lacunaire, ce qui est démontré par l'expérience.* Il est bien évident que, pour pouvoir conduire les calculs, on est obligé de supposer que les grains ont la forme d'ellipsoïdes aplatis, ce qui n'est pas tout à fait exact. Il n'est donc pas étonnant que l'on n'arrive pas à une concordance rigoureuse entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux. Cette concordance reste toutefois très satisfaisante.

Cependant, comme nous l'avons déjà dit, cette interprétation des phénomènes observés a été récemment remise en question par plusieurs auteurs, en particulier par F. Grard [41] ainsi que par C. V. Fragstein et H. Römer [49].

Partant des valeurs des constantes optiques déterminées par Goos au moyen de la méthode de Murmann (épaisseurs déterminées par pesées), pour des couches d'or cathodique, et des valeurs déterminées par R. Philip et J. Trompette, par la méthode de Malé, pour des couches d'argent thermique, Grard a interprété les différences qui existent entre les valeurs de ces constantes et celles du métal massif comme résultant d'une diminution progressive de l'influence, sur les propriétés optiques des couches minces, d'une fréquence de résonance qui caractérise l'or et l'argent massif, lorsque l'épaisseur diminue. Cette fréquence, exprimée en nombre d'ondes par centimètre, est égale à 18 000 cm^{-1} pour l'or, ce qui correspond à une longueur d'onde de 5 555 Å, et à 22 300 cm^{-1} pour l'argent, soit une longueur d'onde de 4 484 Å.

L'existence de cette fréquence de résonance, dans le métal massif et dans les couches minces, est mise en évidence théoriquement par Grard en utilisant la théorie classique de la dispersion appliquée aux milieux denses, tandis que Wolter [40], Planck [38] et Pogany [39] avaient utilisé la théorie de la dispersion appliquée aux milieux peu denses tels que les gaz.

Enfin, tout récemment C. V. Fragstein et H. Römer [49] ont attribué le fait que les constantes optiques des couches minces sont différentes de celles du métal massif et varient avec l'épaisseur, à la fois à un effet de structure et à une variation vraie justiciable de la théorie classique de la dispersion ; une séparation des deux effets étant seulement possible lorsque l'effet de structure peut être éliminé, soit par l'obtention de couches non lacunaires, soit après détermination expérimentale de sa grandeur.

Il semble cependant que *l'effet de structure reste l'effet principal*, la diminution du libre parcours moyen des électrons n'intervenant qu'en deuxième approximation pour les grandes longueurs d'onde. J. P. David [44] a en effet montré que, même pour les couches les plus minces, les grains semblent conserver les constantes du métal massif, tout au moins en ce qui concerne les radiations des spectres visible et ultraviolet. Au contraire, dans l'infrarouge et surtout dans le domaine des ondes centimétriques, on peut avoir des variations importantes des indices des grains par rapport à ceux du métal massif.

Enfin, il ne faut pas oublier que les déterminations des constantes optiques ont été faites jusqu'à présent le plus souvent dans l'air, c'est-à-dire sur des couches plus ou moins altérées. Il ne fait pas de doute que c'est sous le vide même qui a servi à produire les couches que doivent être faites ces déterminations. D'autre part, il y a intérêt à ce que ce vide soit le plus élevé possible. La mise en usage de groupes de pompage permettant d'obtenir et de maintenir des vides de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-9} mm de mercure permettra certainement de faire avancer très sérieusement la question dans un avenir prochain.

CONCLUSION

Il est admis aujourd'hui que les constantes optiques d'une couche mince sont différentes de celles du métal correspondant pris à l'état massif, surtout lorsque l'épaisseur de cette couche devient inférieure à une dizaine de millimicrons.

Pour déterminer ces constantes optiques de nombreuses méthodes ont été employées et un plus grand nombre encore ont été imaginées. Cependant, la structure des couches telle que la révèlent les études faites au microscope électronique, au diffractographe, ou au moyen des méthodes optiques, est une *structure lacunaire*, avec couches de passage ; de plus, il est vraisemblable que les couches sont anisotropes. Cela laisse supposer que les méthodes déterminant les épaisseurs par pesées, ou les méthodes polarimétriques utilisant des incidences obliques, ont toutes chances de donner des résultats entachés d'erreurs systématiques. Enfin, certains auteurs ayant à choisir entre deux paires de valeurs pour ν et $\varkappa$ ont raisonné par continuité et choisi le mauvais couple.

La question était à reprendre complètement du point de vue expérimental il y a six ans.

Les résultats expérimentaux obtenus depuis, en particulier en utilisant la méthode de Malé, forment un ensemble cohérent.

Pour les expliquer on a d'abord attribué aux grains de métal constituant la couche, et formés par migration et agrégation des atomes condensés sur le support une forme sphérique. On a supposé ensuite que ces grains, d'abord isolés dans les couches les plus minces puis rassemblés, possédaient le réseau normal du métal massif et par conséquent les constantes optiques de ce dernier. Le facteur essentiel est alors le coefficient de remplissage indiquant que le métal occupe plus ou moins le volume qui lui est offert dans la couche. On a pu ainsi expliquer l'allure générale de la variation des indices en fonction de l'épaisseur et de la longueur d'onde. Cependant, un écart existait encore entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales pour les plus faibles épaisseurs.

Pour serrer de plus près les phénomènes observés on a été conduit à attribuer aux grains la forme d'ellipsoïdes de révolution. On est arrivé ainsi à expliquer d'une manière très satisfaisante les résultats expérimentaux. Les désaccords qui subsistent encore peuvent trouver leur origine dans le fait que les conditions de projection sont difficiles à contrôler et que de nombreuses causes, plus ou moins connues, influent sur les

propriétés des couches et en particulier sur la valeur du coefficient de remplissage.

Toutefois, il est possible que la diminution du libre parcours moyen des électrons ait aussi une influence sur les propriétés des couches. Pour le démontrer il faudrait pouvoir séparer les deux effets. Pour l'instant il semble bien que la structure granulaire des couches reste la cause principale des anomalies observées pour les constantes optiques, la diminution du libre parcours moyen n'intervenant qu'en seconde approximation.

Manuscrit reçu le 1er juillet 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Greenland (K. M.), *Vacuum*, 1953, **2**, 216.
[2] Jacquinot (P.), *Rev. Opt. Théor. Inst.*, 1942, **21**, 15.
[3] Giacomo (P.) et Jacquinot (P.), *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 59 A.
[4] Abelès (F.), *Ann. Physique*, 1950, **5**, 750.
[5] Abelès (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 1412 et 1953, **237**, 883.
[6] Sanford (B. P.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1958, **48**, 482.
[7] Abelès (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 553.
[8] Traub (A. C.) et Osterberg (H.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 62.
[9] Tolansky (S.), Multiple-Beam interferometry, Clarendon Press, Oxford, 1948.
[10] Heavens (O. S.), *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64** B, 419.
[11] Scott (G. D.), MacLauchlan (T. A.) et Sennett (R. S.), *J. Appl. Physics*, 1950, **21**, 843.
[12] Donaldson (W. K.) et Khamsavi (A.), *Nature*, 1947, **159**, 228.
[13] Avery (D. G.), *Nature*, 1949, **163**, 916.
[14] Greenland (K. M.) et Billington (C.), *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63** B, 359.
[15] Dufour (C.), *Rev. Opt. Théor. Inst.*, 1951, **30**, 484.
[16] Hartman (R. E.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 192.
[17] Mattuck (R. D.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **46**, 615, 621 et 782.
[18] Françon (M.), *Rev. Opt. Théor. Inst.*, 1952, **31**, 65 ; 1953, **32**, 349 ; *Opt. Acta*, 1954, **1**, 50 ; *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 528.
[19] Van Heel (A. C. S.) et Walther (A.), *Opt. Acta*, 1958, **5**, 47.
[20] Vasicek (A.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1947, **37**, 145 et 979.
[21] Vasicek (A.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 664 et 1957, **47**, 565.
[22] Drude (P.), *Wied. Ann.*, 1889, **36**, 865.
[23] Lucy, *J. Chem. Physics*, 1948, **16**, 167.
[24] Rothen (A.), *Rev. Sci. Instrum.*, 1957, **28**, 283.
[25] Abelès (F.), *J. Chim. Physique*, 1956, **53**, 579.
[26] Vasicek (A.), *Czechols. J. Phys.*, 1954, **4**, 204.
[27] Bousquet (P.), *Ann. Physique*, 1957, **2**, 163.
[28] Hall (J. F., Jr.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 662.
[29] Bousquet (P.), *J. Physique Rad.*, 1959, **20**, 28 S.
[30] Polster (H. D.) et Woodruff (R. W.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1953, **43**, 326.
[31] Mussett (E. A.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **46**, 369.
[32] Heavens (O. S.) et Smith (S. D.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 469.
[33] Bousquet (P.) et Delcourt (Y.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 447.
[34] Schopper (H.), *Z. Physik*, **132**, 146.
[35] Rouard (P.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **46**, 370.
[36] Malé (D.), *Ann. Physique*, 1954, **9**, 29.
[37] Drude (P.), *Wien. Ann.*, 1888, **35**, 508 et 1893, **50**, 595.
[38] Planck (W.), *Physik Z.*, 1914, **15**, 563.
[39] Pogany (B.), *Physik Z.*, 1916, **17**, 251.
[40] Wolter (H.), *Z. Physik*, 1939, **113**, 547.
[41] Grard (F.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 414 ; *Acad. r. Belg. Bull. cl. Sci.*, 1957, **43**, 628-640 et 641-646.
[42] Schulz (L. G.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 540-545.
[43] Sennett (R. S.) et Scott (G. D.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1950, **40**, 203.
[44] David (J. P.), *Thèse*, Alger, 1960. *Publ. Sc. Univ. Alger. B. Sc. Phys.* 1959, **5**, 49.
[45] Malé (D.), *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1349 et 1952, **235**, 1630 ; *Ann. Physique*, 1954, **9**, 17.
[46] Maxwell-Garnett (J. C.), *Phil. Trans*, A 1904, **203**, 385.
[47] Schopper, *Z. Physik*, 1952, **131**, 215 et 1952, **132**, 146-170.
[48] Philip (R.) et Trompette (J.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 92.
[49] Fragstein (C. V.) et Romer (H.), *Z. Physik*, 1958, **151**, 54-71.
[50] Rouard (P.), Propriétés optiques des lames minces solides. Mémorial des Sciences physiques, fascicule 54. Gauthier-Villars, Paris, 1952.
[51] Mayer (H.), Physik dünner Schichten. Tome I. Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft M. B. H., Stuttgart, 1950.
[52] Vasicek (A.), Optics of thin films. North-Holland, Amsterdam, 1960.
[53] Heavens (O. S.), Optical properties of thin films. Butterworths, Londres, 1955.
[54] Cotton (P.) et Rouard (P.), *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 461.
[55] Schopper (H.), *Forschritte Physik*, 1954, Bd II, 6.
[56] Försterling (K.), *Ann. Physik*, 1937, **30**, 745.
[57] Eggers-Rheindorf (G.), *Ann. Physik*, 1937, **28**, 297.
[58] Sommer (A.), *Thèse*, Hambourg, 1940.
[59] Odenbach (F.), *Ann. Physik*, 1940, **38**, 469.
[60] Vasicek (A.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1947, **37**, 145 et 623, 1949, **39**, 409 ; *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 342 et 346, 1951, **12**, 590.
[61] Abelès (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 881 ; 1953, **32**, 257 ; 1950, **231**, 958.
[62] Schulz (L. G.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 357.
[63] Ishiguro (K.), *J. Phys. Soc.*, Japon, 1951, **6**, **1**.
[64] Moret-Bailly, *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 69 S.
[65] Oldham (M. S.), Mundie (L. G.), Matossi (F.) et Cheydleur (B. F.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1950, **40**, 544.
[66] Rouard (P.), *Ann. Physique*, 1937, **7**, 291 ; *Cahiers de Physique*, 1941, **1**, 25.
[67] Fleischmann (R.) et Schopper (H.), *Z. Physik*, 1951, **130**, 304 et 1952, **131**, 225.
[68] Bolle (H. J.), *Z. Physik*, 1956, **143**, 538-547.
[69] Goos (F.), *Z. Physik*, 1936, **100**, 95 et 1937, **106**, 606.
[70] Murmann (H.), *Z. Physik*, 1933, **80**, 161.
[71] Krautkramer (K.), *Ann. Physik*, 1938, **32**, 537.
[72] Wolter (H.), *Z. Physik*, 1937, **105**, 269.
[73] Trompette (J.), Thèse de Doctorat, Marseille, 1959. *Ann. Physique*, 1960, **5**, 915-972.
[74] Philip (R.) et Trompette (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **4241**, 627.
[75] Philip (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **247**, 1104.
[76] Malé (D.) et Trompette (J.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 128.
[77] Trompette (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1496-1499.
[78] Philip (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **248**, 3418-3420.
[79] Minor, *Ann. Physik*, 1903, **10**, 581.
[80] Philip (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **247**, 2322-2324.
[81] Meier, *Ann. Physik*, 1910, **31**, 1017.
[82] Philip (R.), *Thèse* de Doctorat, Marseille, 1960. *Ann. Physique*, 1960, **5**, 805-864.
[83] Philip (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **249**, 1343-1345.

[84] TROMPETTE (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **248**, 207-209.
[85] DAVID (E.), *Z. Physik*, 1939, **114**, 389.
[86] FRAGSTEIN (C. V.), *Z. Physik*, 1954, **139**, n° 2, 1-3.
[87] IVES (H. E.) et BRIGS (H. B.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1936, **26**, 122 et 238 ; 1937, **27**, 181 et 395.
[88] O'BRYAN (H. M.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1936, **26**, 122.
[89] KRETZMANN (R.), *Ann. Physik*, 1940, **37**, 303.
[90] BLOCK (R. O.), *Phys. Rev.*, 1945, **68**, 210.
[91] BUECHE (F.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1948, **38**, 806.
[82] SCHULZ (G.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 357.
[93] SCHULZ (L. G.) et TANGHERLINI (F. R.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 362.
[94] MALÉ (D.) et ROUARD (P.), *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 584.
[95] ROBIN-KANDARE (S.), *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 674 et *Thèse*, Paris, 1959.
[96] HALL (J. E., Jr.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **4**, n° 12, 1013.
[97] MALÉ (D.) et RINALDI (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 2130.
[98] RINALDI (R.), BERNARD (Y.), BOYER (R.) et CHIADO (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 2242.
[99] PRIBYTKOVA (N. N.), *Opt. i. Spetrosk.*, S. S. S. R., 1957, **2**, n° 5, 623.
[100] KRAVEC (T. P.), *Izv. Akad. Nauk.*, S. S. S. R., 1948, **12**, 504.
[101] ISHIGURO (K.) et KUWAHARA (G.), *J. Phys. Soc.*, Japon, 1951, **6**, 71.
[102] HODGSON (J. N.), *Proc. Phys. Soc. Sect. B.*, 1955, **68**, n° 9, 593.
[103] CLEGG (P. L.), *Proc. Phys. Soc. Sect. B.*, 1952, **65**, 774-781.
[104] HARRIS et LOE (A. L.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **45**, 179.
[105] BRADFORT (A. P.) et HAAS (G.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **46**, 370.
[106] JOOS (G.) et KLOPFER (A.), *Z. Physik*, 1954, **138**, 251.
[107] MARTIN (G.), *Ann. Physik*, 140, **38**, 615.
[108] LASSER (M. E.) et LEVINGSTEIN (H.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 47-52.
[109] SMAKULA (B.), *Z. Physik*, 1933, **86**, 185.
[110] SENNETT (R. S.) et SCOTT (G. D.), *J. Opt. Soc. Amer.* 1950, **40**, 203.
[111] ZEHENDER (E.), *Optik*, 1950, **7**, 200.
[112] GOTTESMAN (J.) et FERGUSON (W. F. C.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 368.
[113] KRAMER (J.), *Z. Physik*, 1937, **106**, 675 et 692 ; 1938, **111**, 409 et 423.
[114] FUCHS (K.), *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1938, **34**, 100.
[115] CHAMBERS (R. G.), *Proc. Roy. Soc.*, Londres, 1950, A **202**, 378.
[116] WEALE (R. A.), *Proc. Phys. Soc.*, 1949, A **62**, 135 ; 1949, B **62**, 576.
[117] WILKINSON (P. G.), *J. Appl. Physics*, 1951, **22**, 419.
[118] EULER (J.), *Z. Physik*, 1954, **137**, 318.
[119] BOTTCHER (A.) et HASS (G.), *Optik*, 1950, **6**, 299.
[120] TAYLOR (J. B.) et LANGMUIR (I.), *Phys. Rev.*, 1933, **44**, 423.
[121] KOWARSKI (L.), *J. Chim. Physique*, 1935, **32**, 303.
[122] SCHOPPER (H.), *Z. Physik*, 1951, **130**, 565.
[123] DAVID (E.), *Z. Physik*, 1939, **114**, 389.
[124] PHILIP (R.) et TROMPETTE (J.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 92.
[125] GOOS (F.), *Z. Physik*, 1939, **106**, 606.

LETTRES A LA RÉDACTION

SECTION EFFICACE DE LA RÉACTION $^{12}C(\gamma, 3\alpha)$ A 14,8 ET 17,6 MeV

Par M. Garnier, H. Gauvin et W. Sebaoun,
Institut du Radium,
Laboratoire Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Orsay.

1. **Principe de la mesure.** — On observe le nombre N_α de réactions $^{12}C(\gamma, 3\alpha)$ produites dans une zone S d'une émulsion photographique nucléaire contenant ν_c atomes de ^{12}C, irradiée par une dose n_γ (mesurée en valeur relative à l'aide d'une chambre d'ionisation) du rayonnement γ de la réaction $^7Li(p, \gamma)$ à la résonance de 441 keV. Puis on mesure le nombre N_{Cu} de réactions $^{63}Cu(\gamma, n)^{62}Cu$ produites dans une cible mince de cuivre, contenant ν_{Cu} atomes de ^{63}Cu, superposable à la zone S d'émulsion examinée, irradiée exactement dans les mêmes conditions par une dose n'_γ de rayonnement γ.

La section efficace σ_{Cu} de la réaction $^{63}Cu(\gamma, n)$ ^{62}Cu étant connue, la section efficace σ de la réaction $^{12}C(\gamma, 3\alpha)$ est donnée par la relation :

$$\frac{N_\alpha}{N_{Cu}} = \frac{\sigma \cdot \nu_C \cdot n_\gamma}{\sigma_{Cu} \cdot \nu_{Cu} \cdot n'_\gamma}.$$

2. **Description de l'expérience.** — Nous avons utilisé un faisceau de protons d'énergie 500 keV, d'intensité moyenne 300 μA, obtenu à l'aide d'un accélérateur électrostatique SAMES de 600 keV, tombant sur une cible épaisse de lithium préparée par évaporation sous vide. La réaction $^7Li(p, \gamma)$ donne deux raies γ d'énergies 14,8 et 17,6 MeV. Dans l'angle solide utilisé pour ce travail (l'angle d'émission des photons avec le faisceau de protons variant de 0 à 70°) le rapport des intensités de ces raies est $I_{14,8}/I_{17,6} = 0,58$ (valeur calculée à partir des mesures de Stearn et McDaniel [1]).

Le rayonnement γ était mesuré à l'aide d'une chambre d'ionisation remplie d'argon à une pression de 120 atm., contenue dans un cylindre de plomb destiné à rendre négligeable le courant dû aux rayons X. Un amplificateur à condensateur vibrant équipé d'un enregistreur donnait la valeur $i(t)$ du courant d'ionisation à chaque instant d'une irradiation. L'expression $n_\gamma = \int i(t)\, dt$ était prise comme mesure de la dose de rayonnement γ reçue par la cible.

La réaction $^{12}C(\gamma, 3\alpha)$ était observée dans une émulsion Ilford E1 de 100 μ diluée 3 fois, dont la teneur en carbone est de 50 % environ plus élevée que celle des émulsions normales. Le dosage du carbone dans la plaque que nous avons utilisée, effectué par le Service Central de Microanalyse du C. N. R. S. (1), a donné une teneur de 0,422 g de carbone par cm³ d'émulsion.

Nous nous sommes servis de la courbe parcours-énergie calculée par Bogaardt et Kondijs [3], dont nous avons vérifié les points $E = 6,08$ MeV et 8,78 MeV, à l'aide des rayons α de ThC et Th C'.

Mesure de N_α. — Nous avons admis qu'une « étoile » à 3 branches observée était due à une réaction $^{12}C(\gamma,3\alpha)$ lorsqu'elle répondait aux conditions suivantes :

1) Soit ΣE_α la somme des énergies des 3 particules α. S'il s'agit d'une réaction $^{12}C(\gamma, 3\alpha)$, le photon qui l'a provoquée avait une énergie

$$E_\gamma = \Sigma E_\alpha + Q \qquad Q = 7,28 \text{ MeV}$$

étant le seuil de la réaction. La figure 1 montre la

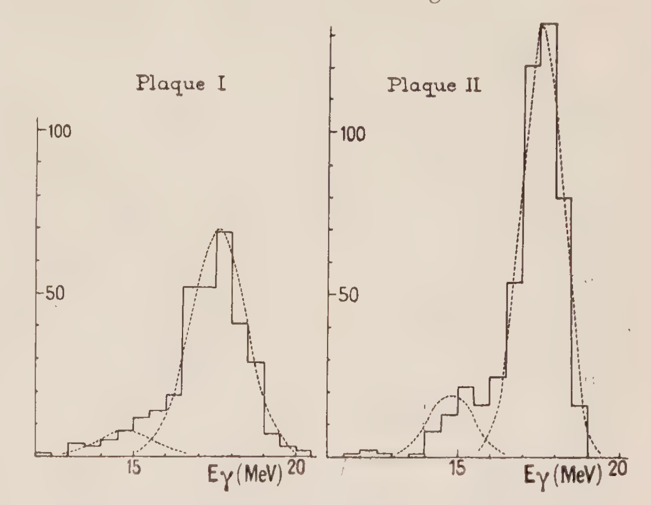


Fig. 1. — Distribution des étoiles en fonction de E_γ. Nombre d'étoiles par intervalle de 0,5 MeV.

distribution des étoiles retenues en fonction de E_γ. Pour ces étoiles E_γ correspond, à une approximation compatible avec les fluctuations de parcours et les erreurs de mesure, aux deux raies γ de 14,8 et 17,6 MeV. Quelques-unes (6 sur 814) pourraient être dues à une raie de 12,5 MeV signalée par quelques auteurs [4], [5].

2) Soit P_α le module de la somme des quantités de mouvement des 3 particules α, et P_γ le module de la quantité de mouvement du photon responsable de la réaction. P_α doit être égal à P_γ à une approximation compatible avec les erreurs de mesure. En pratique, la distribution des P_α observés était bien centrée sur P_γ, et nous avons retenu les événements pour lesquels $P_\alpha < 4P_\gamma$ pour la plaque I et $P_\alpha < 3P_\gamma$ pour la plaque II.

Un certain nombre de réactions $^{12}C(\gamma, 3\alpha)$ donnent une étoile dont l'une des branches sort de l'émulsion, et qui ne peut donc être reconnue à l'aide des critères ci-dessus. La proportion de ces réactions, calculée par la méthode de Goward et Wilkins [4], était de 0,20.

(1) Nous remercions M. Lévy, Directeur du Service Central de Microanalyse du C. N. R. S. d'avoir bien voulu faire ce dosage.

Cette valeur coïncide avec la proportion observée d'étoiles dont l'une des branches traverse le plan médian de l'émulsion :

	Plaque I	Plaque II
Nombre d'étoiles contenues entièrement dans l'émulsion...	320	494
Nombre d'étoiles dont l'une des branches sort de l'émulsion, calculé par la méthode de Goward et Wilkins	80	123
Nombre observé d'étoiles dont l'une des branches traverse le plan médian	80	119

Mesure de N_{Cu}. — Les cibles de cuivre naturel (proportion en poids de l'isotope ^{63}Cu = 0,691) utilisées pour cette mesure étaient des carrés de 1 cm de côté et 0,05 mm d'épaisseur, superposables à l[a] zone dépouillée dans chacune des deux plaques irra[diées]. Les cibles étaient irradiées à intensité cons[tante] pendant 20 min et leur activité β mesurée [à] l'aide d'un compteur proportionnel 4π.

Pour calculer le nombre de réactions ^{63}Cu(γ, *n*)^{62}C[u] s'étant produites dans la cible, à partir du nombre d[e] désintégrations enregistrées par le compteur 4π, nou[s] avons fait les corrections tenant compte :

de l'activité du ^{64}Cu, de période 12,8 heures, dû à l[a] réaction ^{65}Cu(γ, n) ; de l'absorption des rayons β dan[s] la cible, mesurée avec le compteur utilisé pour cett[e] expérience [6] ; de la fraction des noyaux de ^{62}C[u] qui se désintègrent par capture électronique.

3. **Résultats.** — Nous avons examiné deux plaques irradiées à plusieurs mois d'intervalle, et pour chacun[e] fait trois mesures d'activation d'une cible de cuivre. Le[s] résultats obtenus sont les suivants :

	Plaque I	Plaque II	Moyenne
N_α	400	617	
σ/σ_{Cu}	$(1{,}81 \pm 0{,}21)\ 10^{-3}$	$(1{,}60 \pm 0{,}21)\ 10^{-3}$	$(1{,}70 \pm 0{,}15)\ 10^{-3}$

Les limites d'erreur indiquées comprennent l'erreur sur N_α et les erreurs de mesure du rayonnement γ et de l'activité des cibles de cuivre.

La réaction ^{63}Cu(γ, n) a fait l'objet d'un grand nombre de travaux. Cependant les valeurs de la section efficace à 14,8 et 17,6 MeV publiées jusqu'ici présentent une forte dispersion, bien supérieure aux erreurs de mesure admises par les différents expérimentateurs. La meilleure concordance entre la valeur de la section efficace de la réaction ^{12}C(γ, 3α) à 17,6 MeV déduite de nos mesures, avec les résultats publiés antérieurement (tableau I) est obtenue en

TABLEAU I

Auteurs	Réf.	Section efficace de la réaction ^{12}C(γ, 3α) à 17,6 MeV
Dawson et Bigham	[12]	$2{,}2\ 10^{-28}$ cm²
Glättli, Seippel et Stoll	[13]	$2{,}4\ 10^{-28}$ cm²
Millar et Cameron	[2]	$1{,}8\ 10^{-28}$ cm²
Goward et Wilkins	[4]	$(1{,}7 \pm 0{,}34)\ 10^{-28}$ cm²
Greenberg, Taylor et Haslam	[14]	$1{,}7\ 10^{-28}$ cm²
Carver, Hay et Titterton	[5]	$(1{,}70 \pm 0{,}24)\ 10^{-28}$ cm²

prenant pour sections efficaces de la réaction ^{63}Cu(γ, n) à 14,8 et 17,6 MeV les valeurs $\sigma_{Cu}(14{,}8) = 51$ mb et $\sigma_{Cu}(17{,}6) = 98$ mb. Ces valeurs sont la moyenne des résultats obtenus à l'aide du rayonnement de freinage [7], [8], [9], [10], [11], mieux groupés mais systématiquement plus élevés que ceux obtenus à l'aide des raies γ de la réaction ^{7}Li(p, γ).

Pour l'ensemble des deux plaques, le rapport du nombre de réactions ^{12}C(γ, 3α) dues aux raies de 14,8 et 17,6 MeV est : $N_\alpha(14{,}8)/N_\alpha(17{,}6) = 0{,}134 \pm 0{,}019$. De ce rapport on déduit pour le rapport des sections efficaces.

$$\sigma(14{,}8)/\sigma(17{,}6) = 0{,}231 \pm 0{,}032$$

la marge d'erreur indiquée ne comprend pas l'incer[titude] titude sur la valeur du rapport $I_{14,8}/I_{17,6}$.

Ces données permettent de calculer les sections efficaces de la réaction ^{12}C(γ, 3α) à 14,8 et 17,6 MeV :

$$\sigma(14{,}8) = (0{,}44 \pm 0{,}11)\ 10^{-28}\ \text{cm}^2$$

$$\sigma(17{,}6) = (1{,}90 \pm 0{,}21)\ 10^{-28}\ \text{cm}^2.$$

Les limites d'erreur indiquées ne comprennent pa[s] l'incertitude sur les valeurs de $\sigma_{Cu}(14{,}8)$ et $\sigma_{Cu}(17{,}6)$ adoptées. Étant donné la grande dispersion des valeur[s] proposées pour ces sections efficaces et la part d'arbitraire entrant dans le choix que nous avons dû faire, il est possible que les sections efficaces de la réaction ^{12}C(γ, 3α) que nous donnons soient entachées d'une erreur systématique importante, supérieure même à nos erreurs de mesure.

Lettre reçue le 8 novembre 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Stearn (M. B.) et McDaniel (B. D.), *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 450.
[2] Millar (C. H.) et Cameron (A. G. W.), *Canad. J. Phys.*, 1953, **31**, 723.
[3] Bogaardt (M.) et Kondijs (B.), *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **237**, 1678.
[4] Goward (F. K.) et Wilkins (J. J.), *Proc. Roy. Soc.*, 1953, **217**, 357.
[5] Carver (J. H.), Hay (H. J.) et Titterton (E. W.), *Phil. Mag.*, 1955, **46**, 841.
[6] Jacmart (J. C.), Thèse 3e cycle, Paris, 1958 (non publiée).
[7] Diven (B. C.) et Almy (G. M.), *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 407.
[8] Katz (L.) et Cameron (A. G. W.), *Canad. J. Phys.*, 1951, **29**, 518.
[9] Byerley (P. R.) et Stephens (W. E.), *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 54.
[10] Krohn (V. E.) et Shrader (E. F.), *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 685.

[11] Berman (A. I.) et Brown (K. L.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 83.
[12] Dawson (W. K.) et Bigham (C. E.), *Canad. J. Phys.*, 1953, **31**, 167.
[13] Glättli (H.), Seippel (O.) et Stoll (P.), *Helv. Phys. Acta*, 1952, **25**, 491.
[14] Greenberg (L. H.), Taylor (J. G. V.) et Haslam (R. N. H.), *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 1540.

TRANSMISSION D'UNE LAME PRISMATIQUE DE TRÈS PETIT ANGLE POUR UNE RADIATION INFRAROUGE MONOCHROMATIQUE

Par Robert Duverney,
Laboratoire de Physique, Montpellier.

Nous avons montré dans un article précédent [2] que le mécanisme de la polarisation par les lames de sélénium est de nature interférentielle. L'élément polarisant [1], qui est la lame de sélénium obtenue par vaporisation sous vide, est, approximativement, un prisme d'angle inférieur à 5 cent millièmes de radian. Le calcul est donc plus simple que celui de Kinosita [3] : chaque élément de lame dS entourant un point où l'épaisseur est e ayant une transmission donnée par la fonction d'Airy :

$$\mathfrak{I}(\varphi) = \frac{(1-R)^2}{1+R^2-2R\cos\varphi}; \quad \varphi = \frac{4\pi\, ne \cos r}{\lambda}.$$

Le récepteur infra-rouge étant intégratif, son élongation est proportionnelle au flux total qu'il reçoit :

$$I_0 = k\int E_\lambda \,\mathrm{d}\lambda\, \mathrm{d}S\,; \quad I = k\int \mathfrak{I}(\varphi)\, E_\lambda\, \mathrm{d}\lambda\, \mathrm{d}S. \qquad (1)$$

Nous faisons actuellement le calcul dans le cas d'une radiation monochromatique, le diaphragme étant un rectangle dont l'un des côtés est perpendiculaire à la ligne de plus grande pente du prisme ; e_1 et e_2 étant les épaisseurs extrêmes, on a :

$$\mathfrak{T}(\lambda) = \frac{I}{I_0} = \frac{1}{\varphi_2-\varphi_1}\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \mathfrak{I}(\varphi)\,\mathrm{d}\varphi \qquad (2)$$

$$\varphi_1 = \frac{4\pi\, ne_1 \cos r}{\lambda} \qquad \varphi_2 = \frac{4\pi\, ne_2\cos r}{\lambda}.$$

On utilise, aussi, par la suite, les notations :

$$\varepsilon = \frac{e_2-e_1}{e_2+e_1}; \quad e_0 = \frac{1}{2}(e_1+e_2)\,; \quad \varphi_0 = (4\pi\, ne_0 \cos r)/\lambda.$$

Une intégrale, uniforme et continue de la fonction d'Airy est, à un facteur multiplicatif près :

$$\Phi(\varphi) = 2 \text{ Arc tg}\left[\frac{1+R}{1-R}\text{tg}\frac{\varphi}{2}\right] \qquad \text{pour} \qquad 0 \leqslant \varphi \leqslant \pi$$

$$\Phi(\varphi) = 2\left[\pi + \text{Arc tg}\left[\frac{1+R}{1-R}\text{tg}\frac{\varphi}{2}\right]\right] \qquad \pi \leqslant \varphi \leqslant 2\pi$$

$$\Phi(\varphi) = 2K\pi + \Phi(\varphi') \text{ quand } \varphi = 2K\pi + \varphi',\ 0 \leqslant \varphi' \leqslant 2\pi.$$

La transmission est donc :

$$\mathfrak{T}(\lambda) = \frac{1-R}{1+R}\,\frac{\Phi(\varphi_2)-\Phi(\varphi_1)}{\varphi_2-\varphi_1} = \frac{1-R}{1+R} \times (\text{pente de } M_1 M_2). \qquad (3)$$

M_1 et M_2 sont les points d'abscisses φ_1 et φ_2 de la courbe $\Phi(\varphi)$ (voir figure). Une courbe quelconque

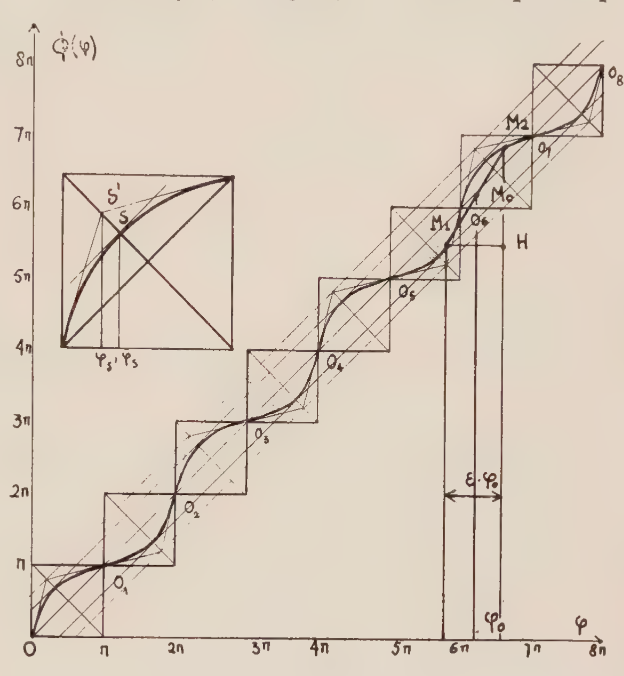


Fig. 1.

résulte de translations égales à $K2\pi\sqrt{2}$ de la portion $(0, 2\pi)$ parallèlement à la première bissectrice les points 0 sont des centres de symétrie, la courbe en médaillon $(0, \pi)$ admet un axe de symétrie parallèlement à la seconde bissectrice. Les courbes sont, aplaties sur la première bissectrice, pour les faibles valeurs de R, et voisines d'une ligne brisée pour les valeurs de R voisines de I (les points S et S' venant aux sommets des carrés de côté π).

Le calcul montre que les valeurs de λ qui annulent la dérivée de $T(\lambda)$ par rapport à la longueur d'onde correspondent à une « phase moyenne » φ_3 très voisine de la phase au centre de la lame, φ_0, et très voisine de $2K\pi$ pour les maxima, et de $(2K+1)\pi$ pour les minima (du moins lorsque $\varphi_2 - \varphi_1$ est $< 2\pi$).

La valeur des extrema est donc dans ce cas :

$$M = \frac{1-R}{1+R}\,\frac{\Phi(\varepsilon K\pi)}{\varepsilon K\pi} \qquad (4)$$

$$m = \frac{1-R}{1+R}\,\frac{\Phi\left[\pi + \frac{\varepsilon\pi}{2}(2K+1)\right]}{\frac{\varepsilon\pi}{2}(2K+1)}. \qquad (5)$$

Ces maxima et ces minima deviennent égaux entre eux et à $\frac{1-R}{1+R}$ quand $\varphi_2 - \varphi_1$ atteint la valeur 2π : il y a

disparition des interférences, comme nous l'avons expérimentalement observé en ouvrant progressivement le diaphragme ; mais il n'y a pas pour autant cessation de cohérence, les interférences réapparaissant pour $\varphi_2 - \varphi_1 > 2\pi$: les extrêma ont encore lieu pour des M_1 et M_2 sensiblement symétriques par rapport à un des points 0 centres de symétrie pour $\Phi(\varphi)$, mais la phase moyenne φ_3 est maintenant voisine de $(2K + 1)\pi$ pour un maximum et de $2K\pi$ pour un minimum comme le confirme l'expérience.

TABLEAU DE MESURE

Longueur d'onde en μ	1,624 ± 0,006	1,567 ± 0,006	1,515 ± 0,006	1,468 ± 0,006	1,420 ± 0,006	1,378 ± 0,006	1,337 ± 0,006
M Th.	0,423		0,400		0,384		0,368
M Obs.	0,427 ± 0,005		0,404 ± 0,005		0,386 ± 0,006		0,367 ± 0,006
m Th.		0,196		0,218		0,246	
m Obs.		0,197 ± 0,004		0,215 ± 0,004		0,236 ± 0,006	
Ordres	14	14,5	15	15,5	16	16,5	17
Produits Ordres *x* Longueur d'onde	22,736 0,090	22,721 0,090	22,725 0,090	22,754 0,090	22,720 0,100	22,737 0,100	22,729 0,100

Les valeurs *M* Th. et *m* Th. ont été calculées à l'aide des formules (4) et (5) pour $\varepsilon = 5{,}20 \times 10^{-2}$ et $\dfrac{1 + R}{1 - R} = 2{,}95$.

Le tableau de mesure est relatif à des mesures faites sur une lame de 4,8 microns d'épaisseur environ, la lumière incidente étant polarisée rectilignement perpendiculairement au plan d'incidence, l'angle d'incidence voisin de 68 degrés, le diaphragme, normal aux rayons, de 2 mm d'étendue : on voit que les valeurs expérimentales et théoriques des M et des m sont en accord, aux erreurs d'expérience près (sauf à 1,378 μ où la bande de l'eau a faussé la mesure du « I »).

La valeur des $K\lambda$ est, expérimentalement, constante, avec une précision plus grande que celle à laquelle on est en droit de s'attendre : si on suppose que les variations d'indice sont petites dans l'intervalle considéré tout se passe comme si la lame prismatique « filtrait » une largeur spectrale (0,001 μ) environ 6 fois plus petite que celle qui correspond aux fentes utilisées.

Lettre reçue le 16 novembre 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Vergnoux (A. M.) et Duverney (R.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 527.
[2] Duverney (R.), *J. Physique Rad.*, 1959, **20**, 66.
[3] Kinosita, *J. Physical Soc. Japan*, 1953, **8**, n° 2, 219.

Le Gérant : Maurice Blondin. — Dépôt légal : 4e trim. 1960. — Imp. Taffin-Lefort, à Lille (France).

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe)

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

JOURNÉE DU 14 MARS 1959

Présidence de M. J. Yvon.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Adloff (Jean-Pierre), Docteur ès Sciences, Chef de Travaux à la Faculté des Sciences de Strasbourg, Laboratoire de Chimie Nucléaire, 4, rue Gœthe, Strasbourg (Bas-Rhin), présenté par Mlle M. Perey et M. A. Coche.

Bastard (Claude), Doctorat du troisième cycle, Licencié ès Sciences, Assistant à la Faculté des Sciences de Lyon, 59, rue Garibaldi, Lyon (Rhône), présenté par MM. A. Moussa et J. Lafoucrière.

Brissonneau (Pierre), Maître de Conférences de Physique, Faculté des Sciences, 8, rue Général Champon, Grenoble (Isère), présenté par MM. L. Néel et J. C. Barbier.

Demay (André), Ingénieur général des Mines, Membre du Conseil Général des Mines, 15, avenue Élisée Reclus, Paris (7e), présenté par MM. A. Kastler et L. de Broglie.

Ducros (Pierre), Agrégé de l'Université, Assistant à la Faculté des Sciences de Paris, Laboratoire de Minéralogie, 1, rue Victor Cousin, Paris (5e), présenté par MM. J. Wyart et H. Curien.

Ivanoff (Alexandre), Professeur à l'École Supérieure de Physique et Chimie, 9, rue de la Cité Universitaire, Paris (14e), présenté par MM. M. Françon et A. Maréchal.

Michel (Louis), Maître de Conférences de l'Université, 18, boulevard Jourdan, Paris (14e), présenté par MM. J. Friedel et A. Abragam.

Moutet (Christian), Agrégé de l'Université, Assistant à la Faculté des Sciences de Marseille, 52, rue Jaubert, Marseille (5e), présenté par MM. D. Malé et P. Bousquet.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Quelques méthodes utilisées au Laboratoire des Recherches Physiques de la Sorbonne pour la mesure des indices de réfraction dans l'infrarouge;

par M. J. Lecomte et Mme J. Vincent-Geisse.

Cette communication a fait l'objet d'un article au *Journal de Physique*, novembre 1959, p. 841.

2. — Anomalies de dispersion dans les bandes de vibration-rotation des gaz ;

par Mlle J. Hayotte,
MM. F. Legay et P. Barchewitz,
Laboratoire d'Infrarouge
de la Faculté des Sciences de Paris.

Très peu de mesures de dispersion ont été effectuées dans le domaine infrarouge. Citons les travaux de Koch [1] en 1909 sur CH_4, CO_2, etc., ceux de Statescu [2] en 1915 et de Wetterblad [3] en 1924 sur CO_2, les mesures plus récentes de Rollefson [4] sur HCl, CH_4, C_2H_2 et de Jaffée [5] sur HCl dont les résultats sont légèrement postérieurs à ceux de F. Legay [6]. Ces auteurs utilisaient généralement un spectromètre à prisme creux rempli du gaz à étudier.

Un travail d'ensemble a été fait par F. Legay sur HCl ; il avait essentiellement pour but de vérifier les formules quantiques de la dispersion et de déterminer la variation du moment dipolaire en fonction de la distance internucléaire pour les molécules diatomiques.

Le travail de Mlle J. Hayotte a porté sur l'étude de la dispersion de CO_2 dans la bande fondamentale à 4,25 μ.

Appareillage. — Les mesures de dispersion ont été faites par la méthode interférentielle, en associant un interféromètre de Michelson à optique transparente à l'infrarouge à un spectrographe à réseau dont le pou-

voir séparateur faible était de l'ordre de $\Delta\sigma = 0{,}3$ cm^{-1}. L'interféromètre est du type classique, les lames séparatrice et compensatrice sont en fluorine, la semi-métallisation de la lame séparatrice est obtenue par l'évaporation d'une couche mince de sélénium. Le gaz à étudier est introduit dans une cuve placée sur un d[…] deux faisceaux de l'interféromètre, fermée par une fa[…] en fluorine et dont l'autre face constitue un des deu[…] miroirs de l'interféromètre. La source est un filame[…] de Nernst stabilisé en intensité. Un montage de verr[…]

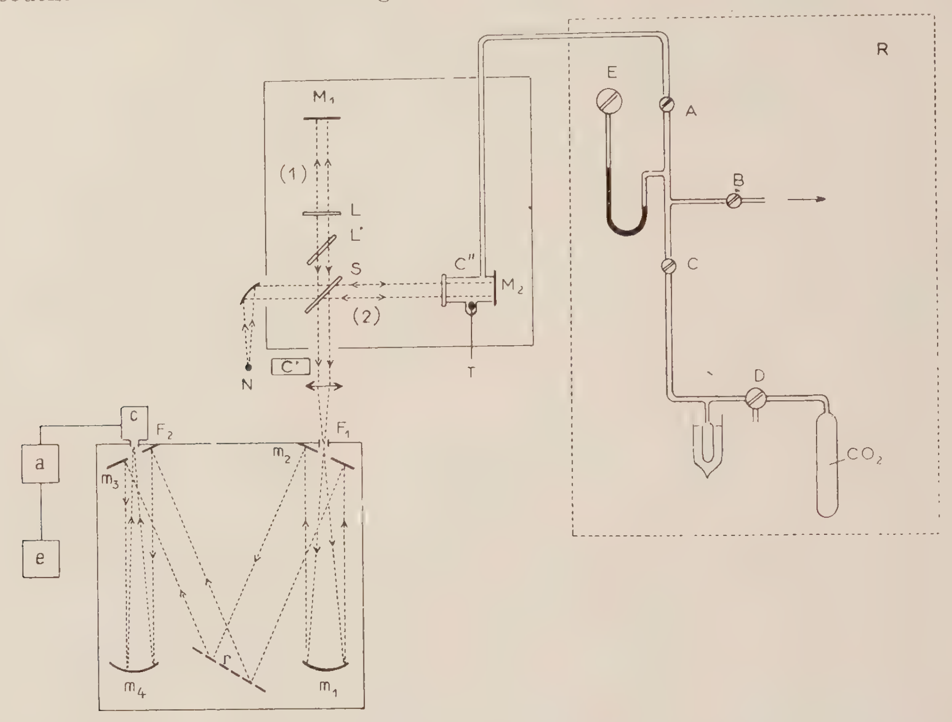


Fig. 1. — r, réseau ; m_1, m_2, m_3, m_4, miroirs ; F_1, F_2, fentes réglables ; c, cellule ; a, amplificateur ; e, enregistreur ; N, filament de Nernst ; C′, C″, cuves ; S, séparatrice ; L, L′, lames de fluorine ; M_1, miroir mobile ; M_2 miro[…] fixe ; T, thermomètre ; R, montage de stockage du gaz carbonique.

rie permet de stocker le gaz et de l'introduire progressivement dans la cuve. Le repérage du domaine spectral étudié se fait par la méthode de Poggendorf (*fig.* 1).

Principe des mesures. — On peut effectuer deux types de mesures interférentielles.

a) Le spectrographe laisse passer un rayonnement sensiblement monochromatique axé sur la fréquence σ cm^{-1}, la cuve est initialement vidée et est remplie progressivement du gaz à étudier jusqu'à une pression connue p. Le système interférentiel défile sur le détecteur, le nombre s de franges qui apparaissent est donné par $s = 2(n - 1)l\sigma$, où n est l'indice de réfraction du gaz pour la fréquence σ, à la température t^o C et à la pression p ; on suppose, pour établir cette formule, que l'indice de l'air est indépendant de la fréquence σ. Pour mesurer l'indice n, il suffira de déterminer avec précision le nombre s de franges et de mesurer la fréquence σ du rayonnement. Cette méthode permet de déterminer l'indice en valeur absolue.

b) Le spectrographe est réglé à une fréquence σ_0, l'indice du gaz déterminé par la méthode précédente est égal à n_0. On fait défiler le spectre de la fréquence σ_0 à σ_1, l'ordre d'interférence passe de la valeur s_0 à s_1, avec

$$s_0 - s_1 = 2l[(n_0 - 1)\,\sigma_0 - (n_1 - 1)\,\sigma_1],$$

où n_1 est l'indice à la fréquence σ_1. Si la dispersion est négligeable, on a $n_0 = n_1$, dans ces conditions l'inte[…] frange $\Delta\sigma$ est $\Delta\sigma = 1/2l(n - 1)$.

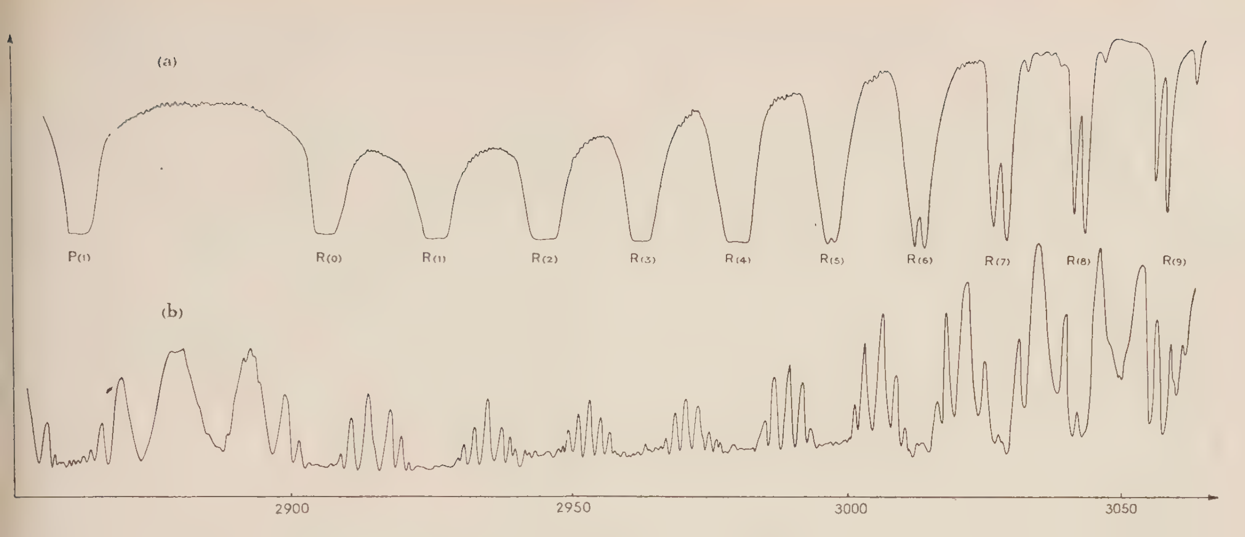
Pour une cuve de 25 cm de longueur rempl[…] d'acide chlorhydrique à la pression normale, on […] $\Delta\sigma = 50$ cm^{-1} environ. Tout resserrement ou éca[…]tement des franges à partir de cette valeur traduit […] dispersion du gaz.

L'étude de ce spectre cannelé à diverses pressio[…] permet d'obtenir un grand nombre de points expér[…]mentaux donnant la valeur de l indice à diverses fr[…]quences.

La précision des mesures pour des gaz peu abso[…]bants tels que HCl est de l'ordre de $\Delta n = 10^{-6}$ […] pour des gaz absorbants comme CO_2 de l'ord[…] de 50.10^{-5}.

La figure 2 représente le spectre de l'absorpti[…] de HCl sous grande épaisseur (25 cm) et le spect[…] cannelé obtenu. Le spectre cannelé apparaît entre de[…] maxima d'absorption consécutifs, on remarque […] resserrement marqué des cannelures de part et d'aut[…] de la lacune centrale, indiquant de fortes anomalies […] dispersion.

L'augmentation de l'absorption du gaz nécessi[…] l'ouverture de plus en plus grande des fentes du spe[…]trographe, diminuant ainsi son pouvoir séparateur […] en même temps le contraste des franges d'interférenc[…] Le calcul montre que si les fentes occupent un domai[…] spectral égal à 1 cm^{-1}, les franges disparaissent dans […]



IG. 2. — En abscisse, ν en cm^{-1} ; en ordonnée, transmission. a) Spectre de HCl ; b) spectre cannelé, longueur de cuve 25 cm, pression 582 mm de mercure.

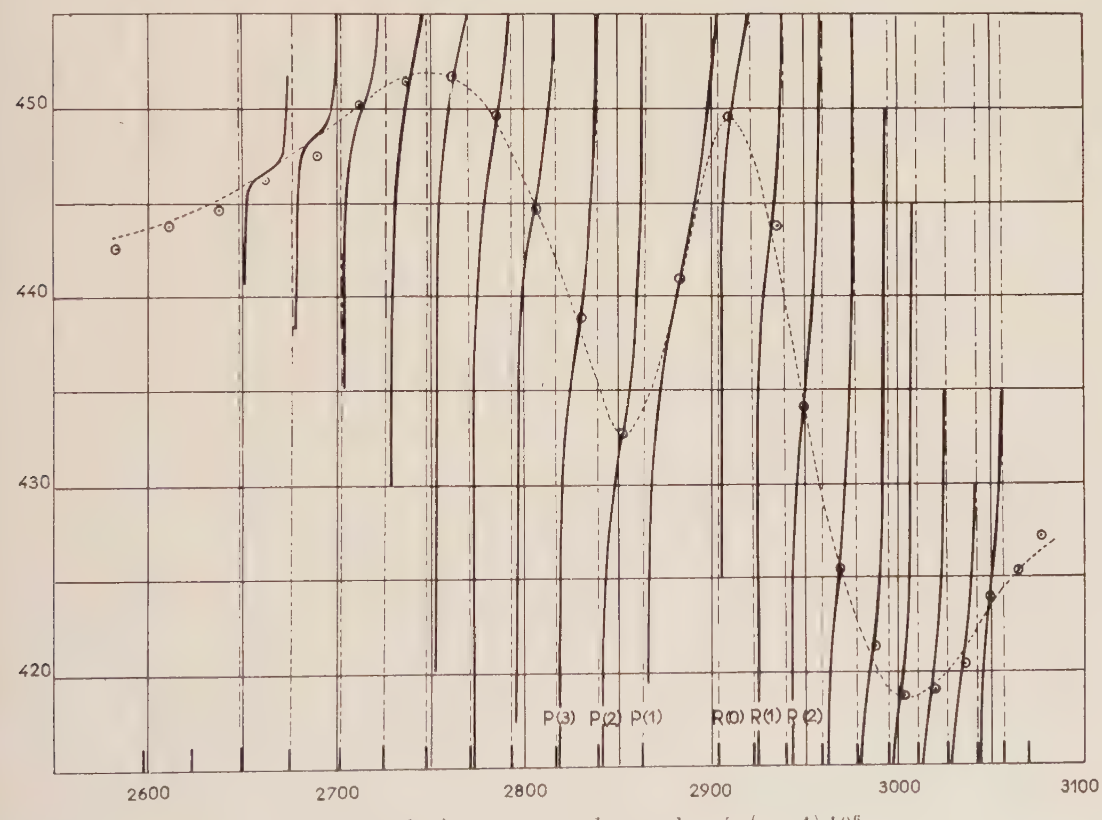


FIG. 3. — En abscisse, ν en cm^{-1} ; en ordonnée $(n-1)\ 10^6$.

égion spectrale située à 3 000 cm^{-1} si $dn/d\sigma > 6.10^{-6}$.

Cette condition est réalisée pour le gaz carbonique, u voisinage des raies de rotation, de sorte que, pratiquement, on ne pourra déterminer les indices qu'au entre de l'intervalle entre deux raies de rotation consécutives en utilisant des pressions de gaz de l'ordre e 10 cm de mercure.

Pour l'acide chlorhydrique, dont l'absorption est relativement faible, il est alors possible d'étudier la dispersion très près des raies de rotation.

Les mesures absolues ont donc permis de déterminer l'indice n au centre de deux raies de rotation consécutives. On peut tracer ainsi une courbe de dispersion semblable à celle qu'on obtiendrait avec un spectro-

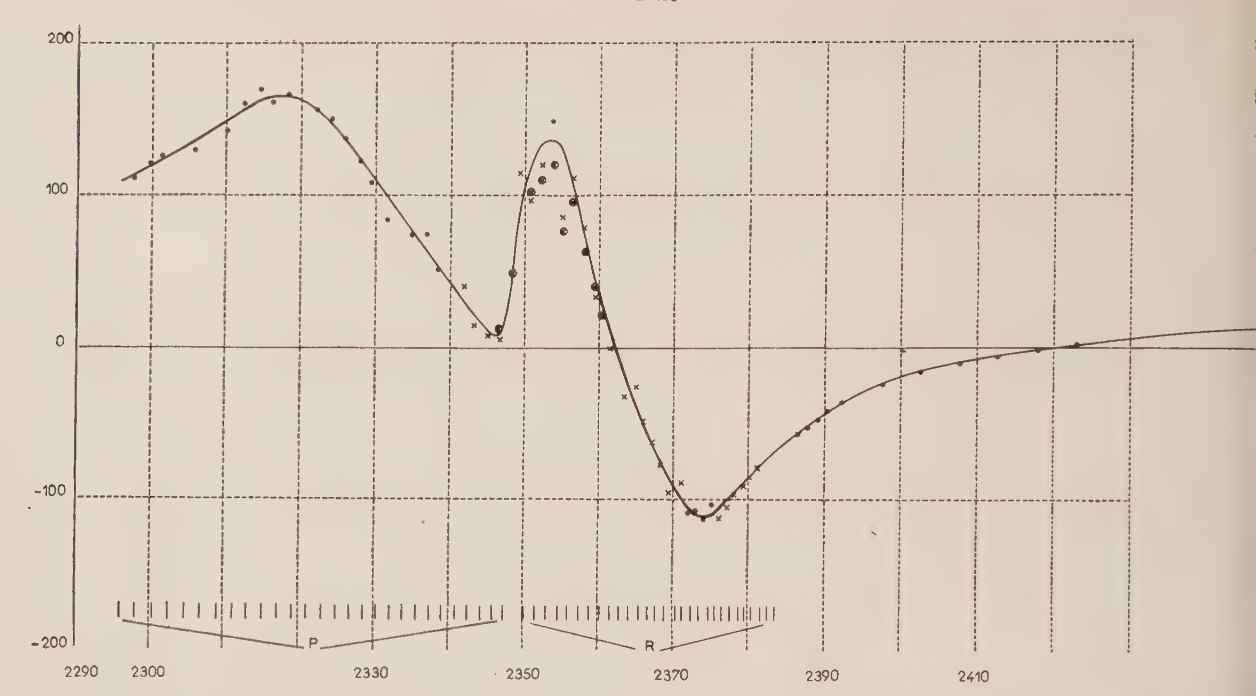


FIG. 4. — En abscisse, ν en cm⁻¹ ; en ordonnée $(n_0 - 1)\,10^5$. Températures : × 21° ⩽ t < 2[…]
• 23° ⩽ t < 25°, o 25° ⩽ t < 27°.

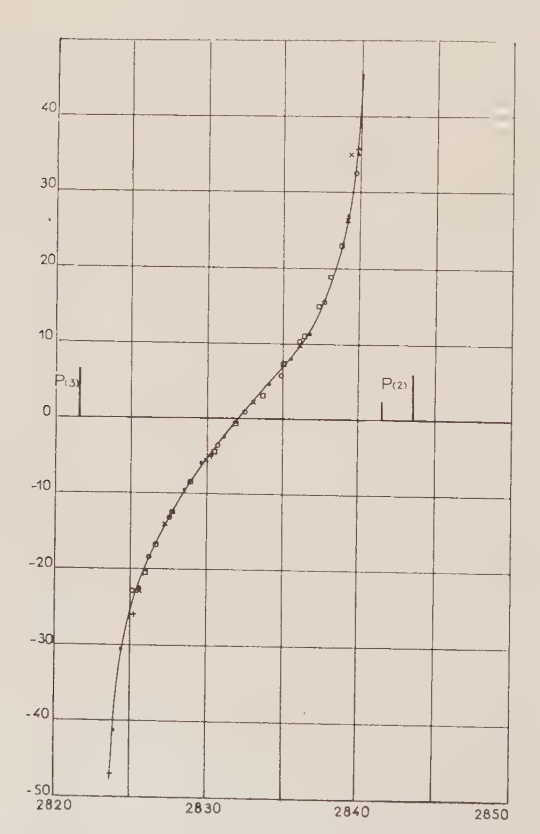


FIG. 5. — En abscisse, ν en cm⁻¹ ; en ordonnée, $\Delta n . 10^6$. Pressions en millimètres de mercure : • 746, □ 680, o 564, × 332, + 134.

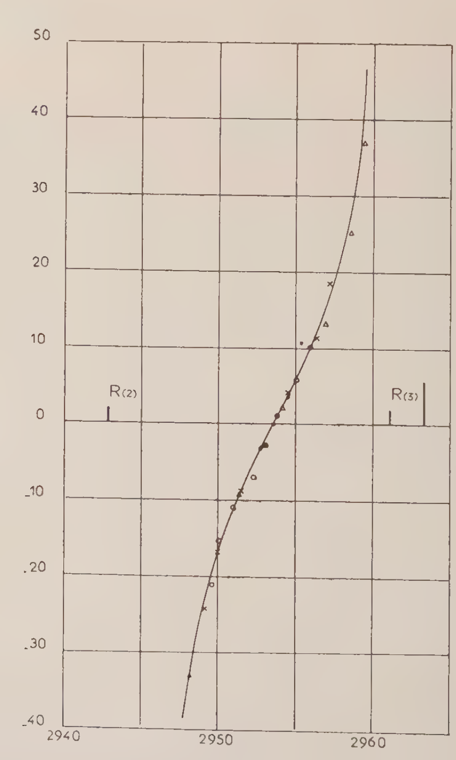


FIG. 6. — En abscisse, ν en cm⁻¹ ; en ordonnée, $\Delta n . 1$[…] Pressions en millimètres de mercure : • 746, o 61[…] × 372, Δ 226.

aphe de faible pouvoir de résolution. Un spectre de bration-rotation de molécules diatomiques, telles ie HCl, ou triatomiques symétriques, telles que CO_2, t constitué par un ensemble de raies formant deux anches P et R séparées par une lacune centrale rrespondant à l'inexistence d'une branche Q. La urbe de dispersion correspondant aux milieux des ies de rotation successives présente une double anoalie comme si la bande était effectivement double. es anomalies observées sont relativement faibles ur HCl (*fig.* 3) mais très fortes pour CO_2 (*fig.* 4) ; es montrent pour CO_2 que l'excédent d'indice $n - 1$ ut devenir négatif, sa valeur la plus faible étant 110.10⁻⁵ à 2 376 cm⁻¹.

Pour déterminer la dispersion entre deux raies de tation consécutives, on utilise la méthode du spectre nnelé, en opérant à des pressions différentes.

Pour HCl, on observe des anomalies maxima de 10^{-4} tre les raies P(2) et P(3) et de $0{,}6.10^{-4}$ entre les ies R(2) et R(3) ; comme nous l'avons déjà dit, de lles courbes n'ont pas été obtenues pour CO_2 avec matériel dont nous disposions.

Les figures 5 et 6 donnent la dispersion expérimen-

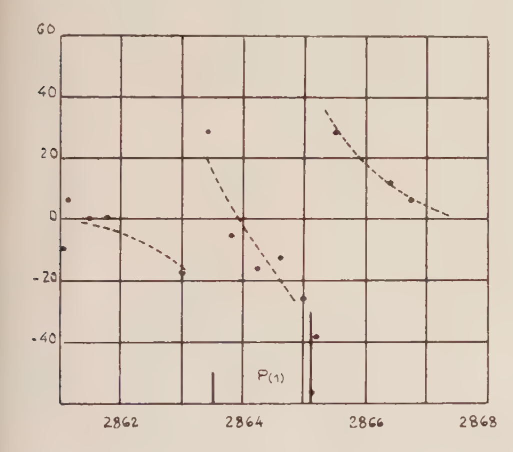


Fig. 7. — Dispersion dans le doublet isotopique P(1).

le obtenue entre les raies P(2), P(3) et R(2), R(3). a été possible, de plus, d'observer le phénomène tre deux raies de rotation isotopiques de H ^{35}Cl et ^{37}Cl ; la figure 7 est relative à la raie double isotoque P(1) de H ^{35}Cl et H ^{37}Cl, la séparation du doublet ant d'environ 2 cm⁻¹.

Des mesures similaires ont été faites sur la première rmonique de HCl vers 1,75 μ, la dispersion est beauup plus faible, mais existante [7]. Aucune dispersion surable n'est apparue dans les bandes de combiison de CO_2 vers 2 μ.

Un matériel nouveau est terminé ou en cours de lisation ; il comprend un spectrographe à grand uvoir séparateur $\Delta\sigma = 0{,}1$ cm⁻¹ associé à un nouvel erféromètre de précision, ce qui permettra certaiment d'obtenir des résultats sur la dispersion, très ès des maxima d'absorption dans les bandes de ration-rotation.

Koch (J.), *Nova Acta Soc. Upsala*, 1909, **5**, 2.
Statescu (C.), *Phil. Mag.*, 1915, **30**, 737.
Wetterblad, Thèse, Upsala, 1924.
[4] Rollefson (R.) et Rollefson (A. H.), *Phys. Rev.*, 1935, **48**, 779.
[5] Jaffée (J. H.), *Bull. Res. Council Israël* [C], 1957, **5**, 325.
[6] Legay (F.), Thèse, *Cah. Physique*, 1957, **11**, 383 et 1958, **12**, 8.
[7] Legay (F.), *Rev. Opt.*, 1958, **37**, 11.

3. — Quelques données récentes sur les spectres d'absorption des mélanges gazeux sous hautes pressions ;

par MM. Haï-Vu, L. Galatry et B. Vodar.

L'étude de l'absorption infrarouge des gaz sous hautes pressions permet d'obtenir certains renseignements sur la nature des forces intermoléculaires, qui entrent en jeu lors d'un choc entre deux molécules, et sur leur interaction mutuelle. Nous avons été ainsi amenés à étudier les perturbations spectrales des mélanges gazeux sous hautes pressions, en particulier celles d'un gaz polaire comprimé par un gaz inerte non polaire. Nous présentons ici quelques résultats récemment obtenus et relatifs à HCl perturbé par N_2, O_2, A.

Jusqu'ici nous avons observé [1], [2], [3], [4], [5], dans le spectre d'un gaz polaire (HCl, HF ou HBr) comprimé par N_2, l'apparition, entre les deux branches P et R de la bande fondamentale du gaz actif, d'une large bande centrale dont le maximum se situe à peu près à l'emplacement de la branche Q interdite dans le gaz pur. L'intensité de ce maximum varie dans le même sens que le moment dipolaire du gaz actif. Si, au lieu de N_2, on emploie A, O_2, H_2 ou He comme gaz compresseur on n'obtient pas un maximum central, mais simplement un comblement plus ou moins marqué selon la nature du gaz perturbateur. Selon l'ordre décroissant de ce comblement central on peut classer les gaz compresseurs de la manière suivante : N_2, O_2, A, H_2, He.

Cette étude n'avait été faite jusqu'ici qu'à la température ambiante. Le maximum central n'était alors observable qu'à partir d'une pression assez forte où la structure de rotation des branches P et R a déjà disparu et où le maximum lui-même était très élargi, de sorte qu'il n'était pas possible de le localiser exactement et de savoir si c'était une branche Q ou non. De plus, la différence de comportement entre les différents gaz perturbateurs rendait l'interprétation encore plus difficile. Nous avons donc repris cette étude sur HCl dans le double but : *a*) d'étudier l'effet de la température, *b*) de localiser exactement le maximum central. Pour cela il faut trouver les conditions expérimentales qui permettraient d'observer ce maximum central dès le début de son apparition, avant que la structure fine des branches P et R n'ait disparu. Nous verrons plus tard qu'il suffit pour cela d'opérer à basse température et à faibles pressions du gaz perturbateur.

Détails expérimentaux. — Pour cette étude nous avons employé une bombe en acier inoxydable 18/8 de 5 cm d'épaisseur, munie de fenêtres de corindon et pouvant supporter une pression de 2 000 kg/cm². Les gaz employés sont du type commercial le plus pur [6]. Le spectromètre infrarouge utilisé est un appareil Perkin-Elmer 112 C quelque peu modifié [7] et muni d'un prisme en fluorure de lithium. Le froid est obtenu

à l'aide d'air liquide. La paroi très épaisse de la bombe permet de maintenir stable la température.

La pression partielle de HCl employée est inférieure à 1/2 atm à 20 °C. Nous faisons varier la température dans un intervalle où l'on est sûr que toute la quantité d'acide reste à l'état gazeux. Nous sommes ainsi limités du côté des basses températures vers — 95° C, température où la tension de vapeur de HCl est encore supérieure à 330 mm de mercure. Du côté des hautes températures nous avons pu monter jusqu'à + 250° C, température où des difficultés d'étanchéité des joints (en argent pur recuit) commencent à devenir sérieuses. Dans cet intervalle de température l'acier 18/8 résiste bien à la corrosion. Nous vérifions à chaque expérience qu'après retour à la température ambiante on retrouve le même spectre.

Résultats. — A) La figure 1 montre l'évolution de la bande fondamentale de HCl comprimé par N_2

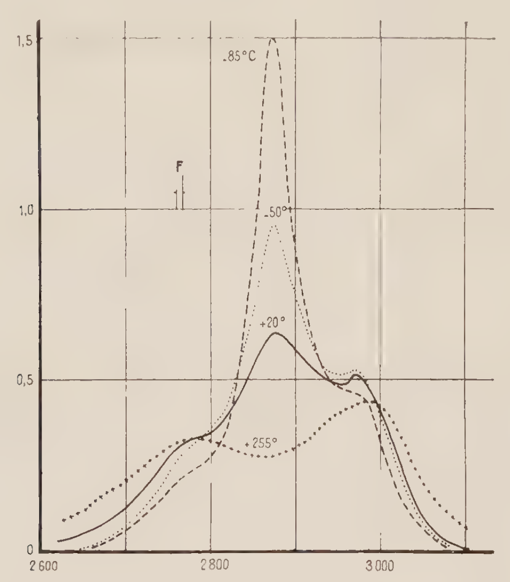


Fig. 1. — Effet de la température à densités constantes : 0,4 am. HCl + 370 am. N_2, L = 50 mm. En abscisse, ν en cm^{-1} ; en ordonnée, log I_0/I.

quand on fait varier la température, à densités de HCl et de N_2 constantes (0,4 am. HCl + 370 am. N_2). On voit que le maximum central diminue quand la température augmente et qu'à 250° C il disparaît presque complètement. En même temps les branches P et R s'élargissent à cause du changement dans la population des niveaux d'énergie. Quand la température décroît le maximum augmente très rapidement. Les branches P et R, outre le rétrécissement et le rapprochement dus au changement dans la population des niveaux d'énergie, diminuent d'intensité et semblent se résorber de plus en plus au profit du maximum central. Aucun déplacement notable de ce dernier n'a été observé.

La figure 2 donne la variation de la surface totale de la bande (courbe a) et la variation de la hauteur du maximum central (courbe b) en fonction de la température.

Dans le cas de HCl comprimé par l'argon (*fig.*
entre — 80° C et + 240° C il y a encore augmentati
du comblement central quand la température s'abais
Les branches P et R se resserrent vers le maximu
central mais ne se résorbent pas.

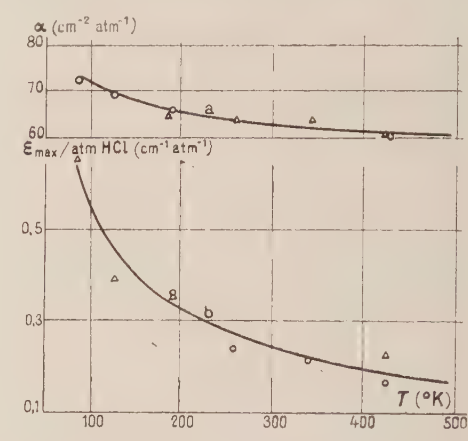


Fig. 2. — Densités constantes : 2/5 am. HCl + 370 am. N
La courbe a représente en fonction de T la quanti
$\alpha = \int \varepsilon \, d\nu$; la courbe b représente ε_{max} en fonction de

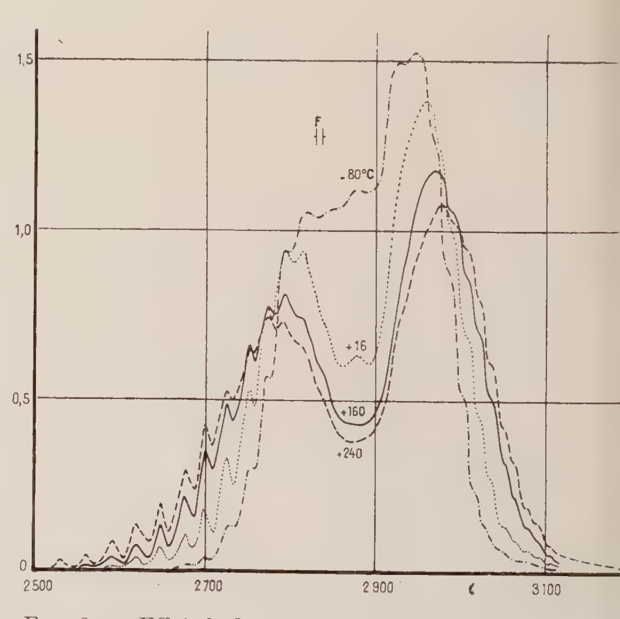


Fig. 3. — Effet de la température à densités constante
0,9 am. HCl + 347 am. A, L = 50 mm. En abscis
ν en cm^{-1} ; en ordonnée, log I_0/I.

B) Mettant à profit le fait qu'on obtient un ma
mum central très intense et aigu à basse températu
nous avons réussi, en opérant entre — 80° C et — 95
à obtenir l'apparition du maximum central dès les t
faibles pressions du gaz perturbateur, alors que la stru
ture fine de HCl n'est pas encore très perturbée par
pression. Nous avons pu observer ainsi la naissance
maximum central, le localiser exactement et sui
son évolution.

Les figures 4, 5 et 6 représentent les spectres respectifs des mélanges HCl + O_2, HCl + A, HCl + N_2, à températures constantes et à densités variables de gaz perturbateurs. On voit que N_2 donne toujours un maximum plus intense que A et O_2, toutes choses égales par ailleurs. Mais la question d'intensité mise à part, les trois gaz N_2, A et O_2 se comportent de la même façon. Le maximum central commence à être visible vers 25 amagats environ (40 kg/cm²) à la fré-

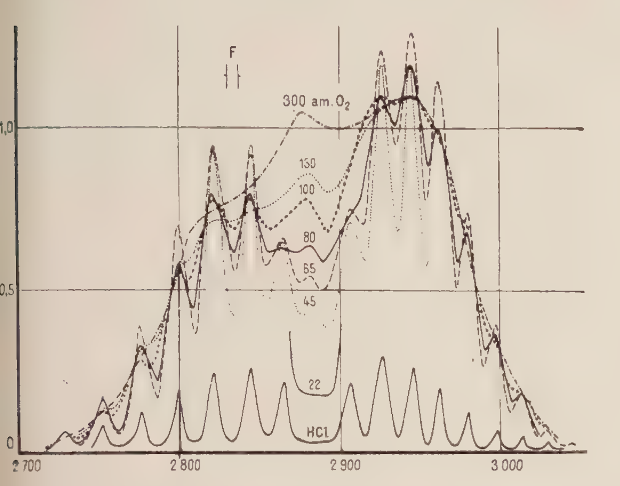


Fig. 4. — HCl + O_2 ; température constante : — 80° C, densité de HCl constante : 0,4 am., $L = 50$ mm. En abscisse, ν en cm^{-1} ; en ordonnée, $\log I_0/I$.

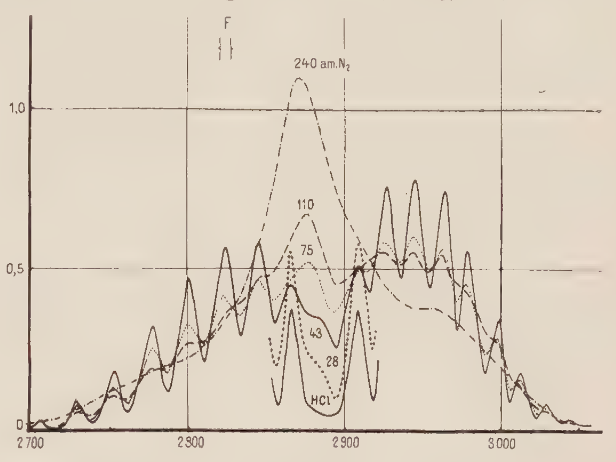


Fig. 6. — HCl + N_2 ; température constante : — 80° C, densité de HCl constante : 0,4 am., $L = 50$ mm. En abscisse, ν en cm^{-1} ; en ordonnée, $\log I_0/I$.

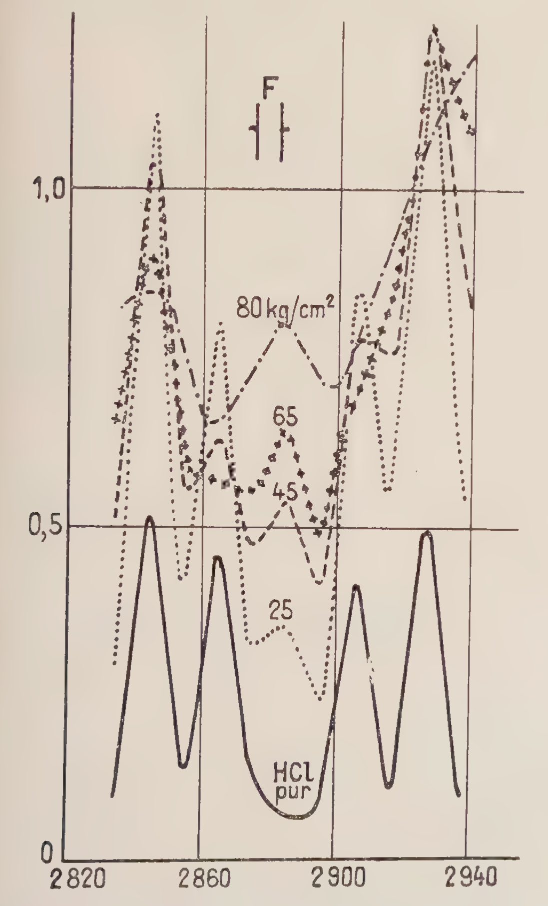


Fig. 5. — HCl + A ; température constante : — 80° C, densité de HCl constante : 1/3 am., $L = 50$ mm. En abscisse, ν en cm^{-1} ; en ordonnée, $\log I_0/I$.

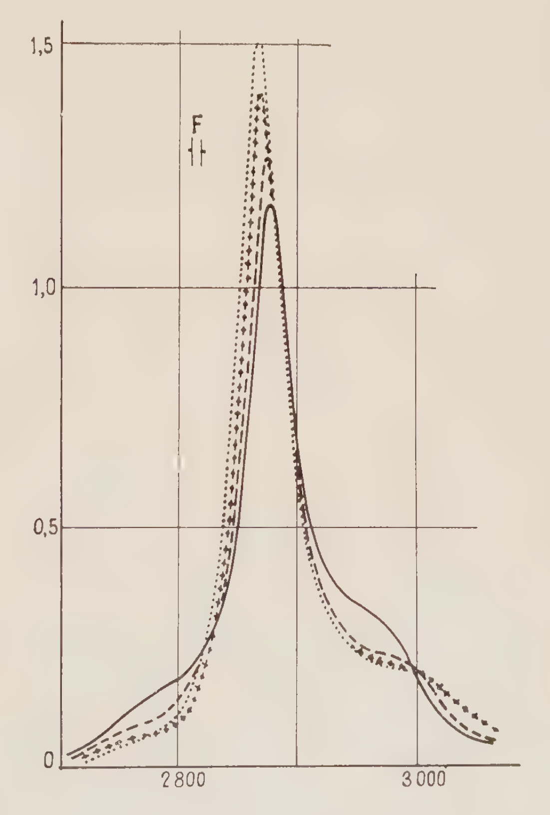


Fig. 7. — HCl + N_2 ; effet de la pression à température constante : — 95° C, densité de HCl constante : 1/4 am., $L = 50$ mm. En abscisse, ν en cm^{-1} ; en ordonnée, $\log I_0/I$.

————	100 kg/cm²,	180 am. N_2 ;
– – –	220 kg/cm²,	400 am. N_2 ;
+ + + + + +	400 kg/cm²,	480 am. N_2 ;
. . . . . .	1 140 kg/cm²,	600 am. N_2.

quence de 2 884 cm^{-1}, les raies P(1) et R(0) étant respectivement à 2 865 cm^{-1} et 2 906 cm^{-1}. La structure fine des branches P et R reste encore parfaitement visible. Avec l'argon ce maximum central est plus fin et se sépare nettement de la raie P(1). Au fur et à mesure que la pression du gaz perturbateur augmente il devient plus intense, tandis que les premières raies de rotation commencent à être perturbées. Vers 75 amagats, les raies P(1) et R(0) cessent d'être visibles, cependant que les autres raies restent encore longtemps observables. Ces raies cependant s'élargissent à cause de la pression pour tendre vers leur enveloppe. Le spectre présente alors un maximum central flanqué de deux épaulements, les branches P et R, la branche R étant nettement plus intense que la branche P.

C) En même temps qu'il augmente d'intensité, le maximum central se déplace progressivement vers les grandes longueurs d'onde. La figure 7, relative à N_2, montre qu'à de fortes densités du gaz perturbateur l'augmentation de l'intensité semble ralentir mais le déplacement continue. La figure 8 donne ce déplacement à — 90° C en fonction de la densité de l'azote.

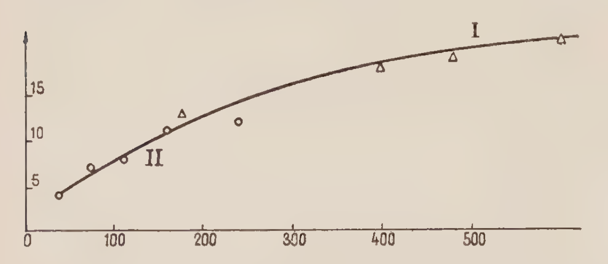


Fig. 8. — HCl + N_2 ; densités de HCl : 1/4 (I) et 2/5 (II) am., t = — 90° C. En abscisse, densité de N_2 en amagats ; en ordonnée, $\Delta\nu_m$ en cm^{-1}.

Avec l'argon, nous remarquons en outre, quand la pression d'argon augmente, un léger déplacement progressif vers les grandes longueurs d'onde de l'ensemble de la bande de l'ordre de 6 à 7 cm^{-1} pour 500 kg/cm^2 à — 80° C.

Discussion. — Le maximum central induit est donc bien un maximum d'absorption qui prend naissance à la fréquence de la branche Q (2 886 cm^{-1}) mais qui se déplace ensuite vers les grandes longueurs d'onde. La transition $\Delta J = 0$, normalement interdite dans HCl pur, semble être permise en présence d'un gaz étranger. En plus le phénomène est très sensible à la température. Cela fait penser qu'il s'agit ici d'un phénomène d'orientation mutuelle [5]. Dans le cas du couple HCl-N_2, il existe un potentiel d'orientation dû à l'interaction dipôle-quadrupôle dont l'asymétrie causerait la levée de l'interdiction de la règle de sélection $\Delta J = 0$. Dans le cas de HCl-A, le potentiel d'orientation est dû essentiellement aux forces de dispersion, a, en première approximation, une forme symétrique et l'interdiction $\Delta J = 0$ subsisterait.

Nous avons essayé de nous rendre compte de la variation de la surface totale de la bande en faisant intervenir le moment induit M_i ($\vec{M} = \vec{M}_p + \vec{M}_i$) de la molécule perturbatrice dans la formule de l'intensité

$$I = \frac{1}{\rho_1 \rho_2} \int \alpha(\nu)\, d\nu = \sum_{\alpha\beta} I_{\alpha \to \beta}$$

$$\sim \int \mathrm{Tr}\ [\rho |M(R)|^2]\ e^{-\beta V(R)}\ R^2\, dR,$$

où ρ est la matrice statistique et M le moment dip[o]laire porté par le couple responsable de l'absorption.

Nous avons trouvé que le calcul effectué ne ren[d] compte que d'une fraction (1/10 à 1/3) de l'intensit[é] observée. Une amélioration peut être obtenue en tenan[t] compte des termes suivants dans le développemen[t] multipolaire.

[1] Coulon (R.), Oksengorn (B.), Robin (S.) et Voda[r] (B.), *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 1481.

[2] Coulon (R.), Galatry (L.), Oksengorn (B.), Robi[n] (S.) et Vodar (B.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 58.

[3] Coulon (R.), Oksengorn (B.) et Vodar (B.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 964.

[4] Galatry (L.) et Vodar (B.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 1072.

[5] Galatry (L.), Thèse, Paris, 1958.

[6] Matheson C°, East Rutherford, N. J., U. S. A.

[7] Coulon (R.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 343.

4. — Résonance de Coriolis entre la vibration parallèle ω[2] et la vibration perpendiculaire ω_4 dans les molécules pyramidales ;

par M. H. H. Nielsen,

Department of Physics and Astronomy,
The Ohio State University, Columbus, Ohio.

I. Introduction. — Les molécules pyramidales telles que NH_3, PH_3, AsH_3 et SbH_3 [1] constituent u[n] exemple très intéressant, mais aussi plutôt difficile, d[e] résonance de Coriolis. L'interaction apparaît dans c[e] cas entre une vibration parallèle non dégénérée et un[e] vibration perpendiculaire doublement dégénérée. Le[s] deux fréquences qui sont d'un intérêt particulier son[t] les fréquences ω_2 et ω_4 (1). L'opérateur de Corioli[s] qui couple ω_2 et ω_4 peut être écrit

$$\zeta_{24}^{(x)}[(\omega_2/\omega_4)^{1/2}\, q_2(p_{42}/\hbar) - (\omega_4/\omega_2)^{1/2}\, q_{42}(p_2/\hbar)]\ (P_x/I_{xx}^{(e)}) +$$
$$+ \zeta_{24}^{(y)}[(\omega_2/\omega_4)^{1/2}\, q_2(p_{41}/\hbar) - (\omega_4/\omega_2)^{1/2}\, q_{41}(p_2/\hbar)]\ (P_y/I_{xx}^{(e)} \quad (1$$

où $\zeta_{24}^{(x)}$ et $\zeta_{24}^{(y)}$ sont les facteurs de couplage de Coriolis q_{41} et q_{42} sont les coordonnées normales de la fréquence ω_4 suivant les axes x et y, $p_{41}/\hbar$ et $p_{42}/\hbar$ son[t] les moments linéaires conjugués de q_{41} et q_{42} respectivement. q_2 est la coordonnée normale nécessaire à l[a] description de la vibration parallèle ω_2 et $p_2/\hbar$ est l[e] moment linéaire conjugué de q_2. P_x et P_y sont, dan[s] l'équation (1), les opérateurs qui correspondent au[x] composantes du moment angulaire sur les axes x et [y]

(1) Une perturbation analogue existe entre ω_1 et ω_3 mais le facteur de couplage $\zeta_{13}^{(x)}$ est presque nul. Quant à l[a] perturbation du même type existant entre ω_1 et ω_4 ou ω[2] et ω_3, les fréquences parallèle et perpendiculaire sont trè[s] différentes et l'effet est assez petit pour être considér[é] comme du second ordre.

espectivement et $I_{xx}^{(e)}$ est un des deux moments d'iner-ie égaux. Quand ω_2 et ω_4 sont très différents, l'opé-ateur (1) contribue à l'énergie seulement au second ordre d'approximation. Mais lorsque ω_2 et ω_4 sont voisins la méthode courante de perturbation ne s'applique pas et l'effet se fait déjà ressentir au premier ordre d'approximation.

II. La contribution a l'énergie de l'opérateur de Coriolis reliant ω_2 et ω_4. — Il est commode d'écrire l'opérateur (1) sous la forme

$$-\frac{\mathrm{i}}{2}\sum_{+}^{-}\zeta_{24}^{(x)}\,e^{\pm i\chi_4}\left\{(\omega_2/\omega_4)^{1/2}\,q_2[(p_{r_4}/\hbar)\pm(\mathrm{i}/r_4)\,(p_{\chi_4}/\hbar)]\, -\right.$$
$$\left. -\,(\omega_4/\omega_2)^{1/2}\,r_4(p_2/\hbar)\right\}(\mathrm{P}_x\mp\mathrm{iP}_y)/I_{xx}^{(e)}, \quad (2)$$

où $q_{41}=r_4\cos\chi_4$, $q_{42}=r_4\sin\chi_4$ et où p_{r_4} et p_{χ_4} sont les moments conjugués de r_4 et χ_4.

On peut montrer que les éléments matriciels de l'opérateur (2) sont les suivants :

$$(\mathrm{v}_2,\,\mathrm{v}_4-1,\,\mathrm{l}_4\pm1,\,\mathrm{K}\pm1|\mathrm{v}_2-1,\,\mathrm{v}_4,\,\mathrm{l}_4,\,\mathrm{K})$$
$$=(\mathrm{v}_2-1,\,\mathrm{v}_4,\,\mathrm{l}_4,\,\mathrm{K}|\mathrm{v}_2,\,\mathrm{v}_4-1,\,\mathrm{l}_4\pm1,\,\mathrm{K}\pm1)$$
$$=[(\omega_2+\omega_4)/(\omega_2\,\omega_4)^{1/2}]\,[\zeta_{24}^{(x)}\,B_{(e)}^{xx}/2]\,[\mathrm{v}_2(\mathrm{v}_4\mp\mathrm{l}_4)]^{1/2}\,\times$$
$$\times\,[(\mathrm{J}\mp\mathrm{K})\,(\mathrm{J}\pm\mathrm{K}+1)]^{1/2}, \quad (3)$$

où v_2 est le nombre quantique total de vibration associé à l'oscillation ω_2 et v_4 le nombre quantique total de vibration associé à ω_4. l_4 est un nombre quantique de moment angulaire associé à la vibration doublement dégénérée ω_4 ; sa valeur absolue prend les valeurs entières v_4, v_4-2, ..., 1 ou 0.

On peut voir que les éléments matriciels (3) ne sont pas seulement non diagonaux en v_2 et v_4 mais aussi

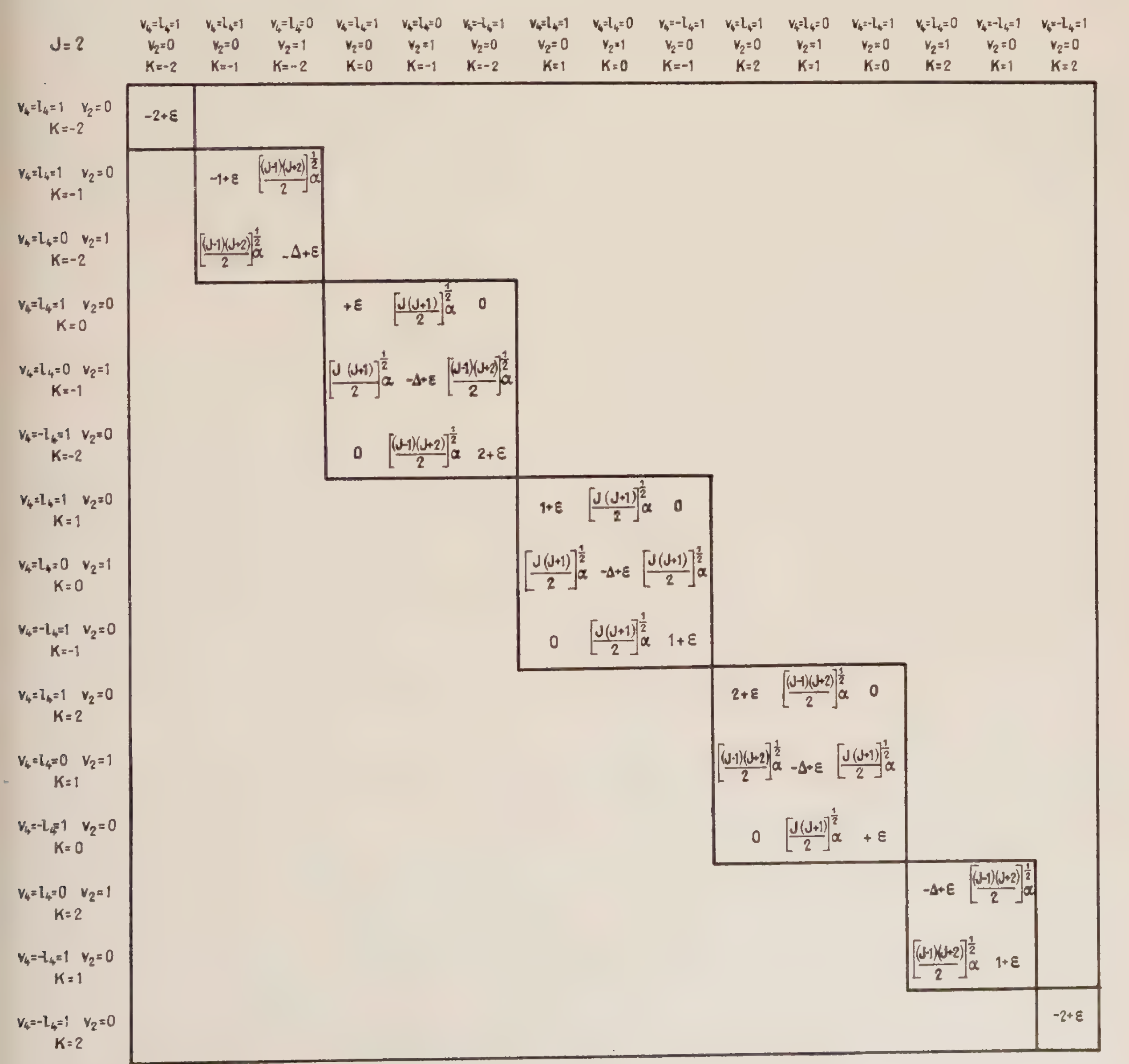


Fig. 1.

non diagonaux par rapport au nombre quantique K. Ceci introduit une complication, car pour chaque valeur de J existe une sous-matrice qui doit être diagonalisée indépendamment. Le déterminant séculaire de la sous-matrice de l'énergie pour les deux états en résonance $v_2 = 1$, $v_4 = l_4 = 0$ et $v_2 = 0$, $v_4 = 1$, $l_4 = \pm 1$ a $3(2J + 1)$ lignes et $3(2J + 1)$ colonnes pour une valeur donnée de J. La figure 1 montre le déterminant séculaire pour la diagonalisation de la sous-matrice à 15 lignes et 15 colonnes correspondant au cas $J = 2$. Dans ce déterminant,

$$\varepsilon = \{ -\varepsilon' + T(v) + J(J+1) B_e^{(xx)} + (K^2 - 1)(B_e^{(zz)} - B_e^{(xx)}) \} / 2[(1 - \zeta_4^{(z)}) B_e^{(zz)} - B_e^{(xx)}],$$

$$\alpha = \{ [(\omega_2 + \omega_4)/(\omega_2 \omega_4)^{1/2}] \times \zeta_{24}^{(x)} (B_e^{(xx)}/2) \} / [(1 - \zeta_4^{(z)}) B_e^{(zz)} - B_e^{(xx)}]$$

et

$$\Delta = [\delta - (B_e^{(zz)} - B_e^{(xx)})] / 2[(1 - \zeta_4^{(z)}) B_e^{(zz)} - B_e^{(xx)}],$$

ε' étant l'énergie perturbée E/hc exprimée en cm^{-1} et δ l'intervalle de fréquence entre ω_2 et ω_4.

Comme le montre la figure 1 un tel sous-déterminant se factorisera en un certain nombre de sous-déterminants. On peut voir d'après la figure 1 que, d'une manière tout à fait générale, la décomposition est la suivante : deux sous-déterminants identiques à une ligne et une colonne, deux sous-déterminants identiques à deux lignes et deux colonnes, un ensemble de paires identiques de sous-déterminants à trois lignes et trois colonnes et un sous-déterminant unique à trois lignes et trois colonnes. L'effet général de la résonance doit donc être de perturber les valeurs des niveaux d'énergie sans supprimer les dégénérescences sauf pour les niveaux figurant dans la sous-matrice unique à 3 lignes et 3 colonnes, niveaux dont deux sont caractérisés par $v_4 = 1$, $l_4 = K = \pm 1$.

L'effet de la perturbation sur ω_4 est essentiellement de faire du facteur de couplage de Coriolis $\zeta_4^{(z)}$, associé à la fréquence doublement dégénérée ω_4, une fonction du nombre quantique K alors qu'il était constant auparavant. Ainsi l'intervalle entre les branches Q de la bande perpendiculaire ω_4 deviendra [2]

$$\Delta\nu = 2[(1 - \zeta_4^{(z)}(K)) B_e^{(zz)} - B_e^{(xx)}],$$

où $\zeta_4^{(z)}(K)$ indique que $\zeta_4^{(z)}$ est maintenant une fonction de K. Pour obtenir cette fonction, il faut résoudre d'une façon générale l'équation séculaire obtenue en annulant le déterminant de la figure 1, ce qui est un problème difficile. Toutefois pour des valeurs de K voisines de J la perturbation est petite et la fonction $\zeta_4^{(z)}(K)$ peut être obtenue au moyen d'un développement en série du déterminant séculaire. Ainsi quand $K + 1 = J$, l'énergie prend la forme

$$E/hc \simeq T(v) + J(J+1) B_e^{(xx)} + J^2(B_e^{(zz)} - B_e^{(xx)}) - 2J\zeta_4^{(z)} B_e^{(zz)}[1 - 2(\zeta_{24}^{(x)})^2 (B_e^{(xx)})^2/\zeta_4^{(z)} \delta B_e^{(zz)}] \quad (4)$$

et quand $K + 1 = J - 1$ elle devient

$$E/hc \simeq T(v) + J(J+1) B_e^{(xx)} + (J-1)^2 (B_e^{(zz)} - B_e^{(xx)}) - 2(J-1) \zeta_4^{(z)} B_e^{(zz)}[1 - 4(\zeta_{24}^{(x)})^2 (B_e^{(xx)})^2/\zeta_4^{(z)} \delta B_e^{(zz)}], \quad (5)$$

où δ est l'intervalle entre les fréquences ω_2 et ω_4. Les équations (4) et (5) montrent que $\zeta_4^{(z)}$ doit être remplacé, quand $K + 1 = J$ et quand $K + 1 = J - 1$ respectivement par

$$\zeta_4^{(z)}[1 - 2(\zeta_{24}^{(x)} B_e^{(xx)})^2/\zeta_4^{(z)} \delta B_e^{(zz)}]$$

et par

$$\zeta_4^{(z)}[1 - 4(\zeta_{24}^{(x)} B_e^{(xx)})^2/\zeta_4^{(z)} \delta B_e^{(zz)}].$$

L'effet probablement le plus intéressant de la perturbation sur l'état ω_4 est celui produit par le sous-déterminant unique à 3 lignes et 3 colonnes. Il donne lieu à un dédoublement du premier ordre des niveaux $l = +1$, $K = +1$ et $l = -1$, $K = -1$. Si on négligeait cette perturbation, l'énergie, qui dépend du produit lK, serait dégénérée sauf si l'on tient compte du dédoublement ordinaire du type l, dont la contribution est du second ordre. En d'autres termes, ce sous-déterminant unique produit un effet qu'on peut considérer comme un dédoublement « géant » du type l. Que ceci ait lieu n'est pas suprenant puisqu'un des termes dans le coefficient du dédoublement du type l est inversement proportionnel à $\omega_2 - \omega_4$. L'opérateur normal du dédoublement du type l contribue encore à la séparation (comme cela peut être vu sur la figure 1), mais le coefficient q_0 du dédoublement du type l,

$$q_0 = \frac{(B_e^{(xx)})^2}{4\omega_4} \left\{ \text{Cte} + \left[8 \sum_{s=1}^{2} (\zeta_{s4}^{(x)})^2 \omega_4^2/(\omega_4^2 - \omega_s^2) \right] \right\}, \quad (6)$$

doit être remplacé par

$$q_0' = \frac{(B_e^{(xx)})^2}{4\omega_4} \{ \text{Cte} + [8(\zeta_{14}^{(x)})^2 \omega_4^2/(\omega_4^2 - \omega_1^2)] + [4(\zeta_{24}^{(x)})^2 \omega_4/(\omega_4 + \omega_2)] \}. \quad (7)$$

Naturellement la perturbation que nous avons décrite produit aussi un effet sur la bande parallèle ω_2. Il est assez facile de démontrer que pour ω_2 c'est lorsque $K = 0$ que l'on peut légitimement développer le déterminant séculaire (*fig.* 1) pour estimer les positions des niveaux d'énergie. On obtient pour le terme spectral de ω_2 quand $K = 0$ la valeur suivante

$$E/hc = T(v) + [(3\omega_4 + \omega_2)/2] + J(J+1) B_e^{(xx)} + [(\delta/2)^2 + 4(\zeta_{42}^{(x)})^2 (B_e^{(xx)})^2 J(J+1)]^{1/2}. \quad (8)$$

III. Application de la théorie a la bande ω_4 de NH_3. — On s'est intéressé aux branches ${}^RR$, c'est-à-dire aux raies $\Delta J = \Delta K = +1$ dans les bandes perpendiculaires ω_4, et aux branches ${}^QP$ [3], c'est-à-dire aux raies $\Delta J = -1$, $\Delta K = 0$ dans les bandes parallèles ω_2, des spectres de PH_3, AsH_3 et SbH_3. Cela tient aux chevauchements des autres branches de ω_4 et ω_2. Les raies ${}^PP$ de ω_4 et les raies R de ω_2 seraient également intéressantes s'il était possible de les identifier.

On peut montrer que, dans le spectre infrarouge de ces molécules, les positions des raies ${}^RR$ qui font intervenir les niveaux (4) et (5) sont les suivantes :

$$\nu = \nu_0 + 2J B_e^{(xx)} + 2J[(1 - \zeta_4^{(z)}) B_e^{(zz)} - B_e^{(xx)}] + 4J(\zeta_{24}^{(x)})^2 (B_e^{(xx)})^2/\delta \quad (9)$$

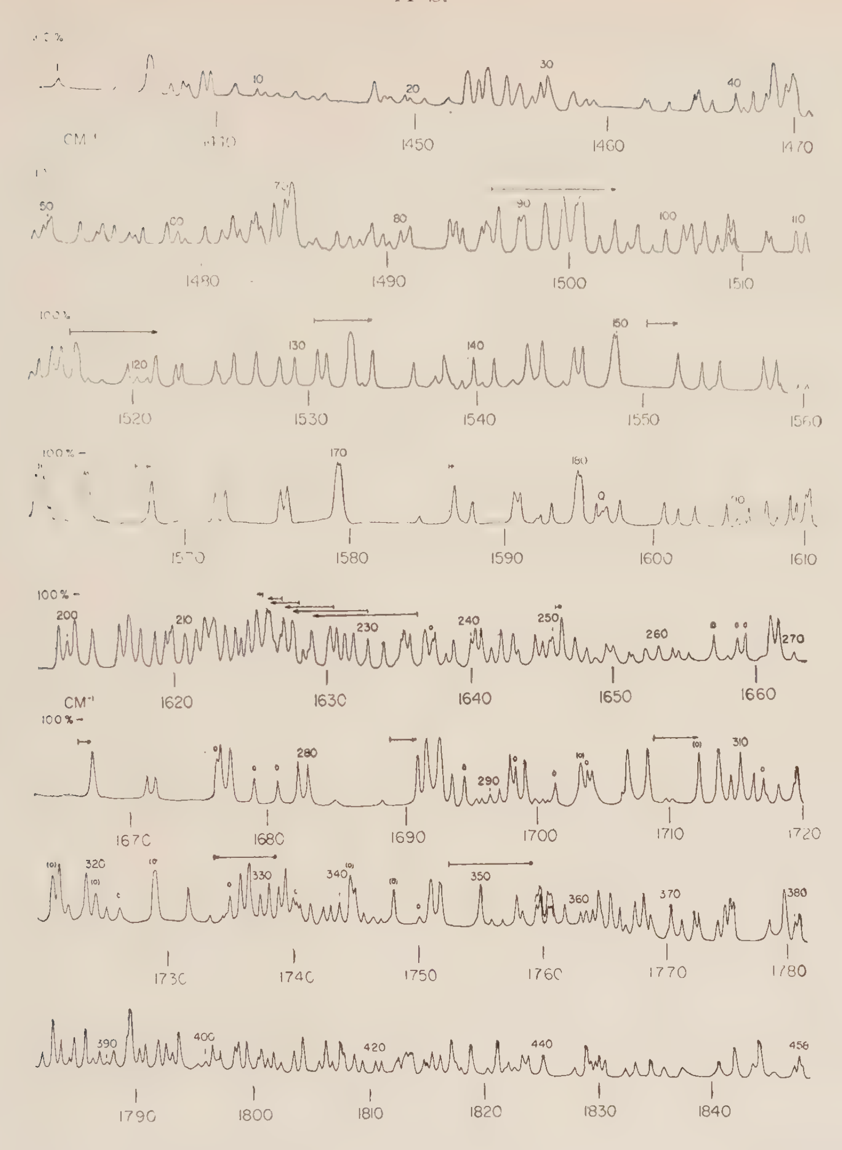


Fig. 2. — Pour les nombres d'ondes inférieurs à 1 509 cm^{-1} ou supérieurs à 1 760 cm^{-1}, les conditions expérimentales sont les suivantes : pression, 10 mm de mercure ; longueur du parcours, 200 cm ; température ambiante. Pour les nombres d'ondes compris entre 1 509 et 1 760 cm^{-1}, les conditions expérimentales sont les suivantes : pression, 3 cm de mercure ; longueur du parcours, 20 cm ; température de la cuve, — 60° C.

pour $K + 1 = J$ et

$$\nu = \nu_0 + 2J\, B_e^{(xx)} + 2(J - 1)\left[(1 - \zeta_4^{(z)})\, B_e^{(zz)} - B_e^{(xx)}\right] + 4(2J - 1)\, (\zeta_{24}^{(x)})^2\, (B_e^{(xx)})^2/\delta \qquad (10)$$

pour $K + 1 = J - 1$. Les intervalles entre deux raies $\nu(J + 1, K + 1 = J + 1)$ et $\nu(J, K = J)$ seront

$$2\left[(1 - \zeta_4^{(z)})\, B_e^{(zz)} + 2(\zeta_{24}^{(x)})^2\, (B_e^{(xx)})^2/\delta\right].$$

Entre deux raies $\nu(J + 1, K + 1 = J)$ et $\nu(J, K = J - 1)$ l'intervalle sera

$$2\left[(1 - \zeta_4^{(z)})\, B_e^{(zz)} + 4(\zeta_{24}^{(x)})^2\, (B_e^{(xx)})^2/\delta\right].$$

Il a été possible d'identifier ces raies dans plusieurs cas et de déterminer ces intervalles. On a pu de cette manière évaluer les constantes $\zeta_4^{(z)}\, B_e^{(zz)}$ et $(\zeta_{24}^{(x)})^2$.

Les positions des raies P de la bande ω_2, appartenant à la sous-bande $K = 0$, sont données par

$$\nu \simeq (\omega_4 + \omega_2/2) - 2J\, B_e^{(xx)} - \left[(\delta/2)^2 + 4J(J - 1)\, (\zeta_{24}^{(x)})^2\, (B_e^{(xx)})^2\right]^{1/2}. \qquad (11)$$

Le dernier terme de (11) introduit une anomalie dans les intervalles entre deux raies de rotation de la sous-bande $K = 0$. Pour des valeurs croissantes de J, cet intervalle s'approche de la valeur $2(1 + |\zeta_{24}^{(x)}|)\, B_e^{(xx)}$. Cette anomalie intrigua Fung et Barker [4] quand ils firent leurs premières mesures sur le spectre infrarouge de PH_3. Dans leur expérience le pouvoir de résolution

était insuffisant pour séparer les sous-bandes les unes des autres. Les maxima mesurés par eux correspondaient essentiellement aux raies de la sous-bande K = 0, qui est la plus intense. Cet effet a été étudié en détail dans les spectres de PH_3, AsH_3 et SbH_3. Dans le cas de la bande ω_2 de NH_3, l'effet que nous venons de discuter, bien que présent, se mêle d'une manière subtile aux effets d'inversion et il n'a pas encore été possible de déterminer avec certitude quelle part de la distorsion rotationnelle est due à la résonance de Coriolis avec le fréquence ω_4 et quelle part est due à l'inversion.

Tandis que les effets dont nous venons de parler ont été observés pour PH_3, AsH_3, SbH_3 et aussi pour NH_3, l'effet qui a été décrit et considéré comme un dédoublement « géant » du type l n'a pas été observé jusqu'à ces derniers temps en raison de l'insuffisance de la dispersion et du pouvoir de résolution. Toutefois, la bande ω_4 du spectre de NH_3 a été récemment presque totalement résolue [5]. On trouve que toutes les raies d'une sous-bande sont déplacées relativement aux positions qu'on leur aurait assignées. Sur la figure 2, qui représente l'ensemble de la bande ω_4, les raies de la sous-bande $K = l = \pm 1$ de la bande ω_4 sont montrées par des flèches. Les origines des flèches indiquent les positions qui seraient prédites pour les raies en l'absence de la perturbation, tandis que les extrémités de ces flèches repèrent les positions réellement observées. On constatera que toutes les raies Q sont déplacées vers les basses fréquences tandis que toutes les raies P et R sont déplacées vers les hautes fréquences. Ceci est conforme à la règle de sélection suivant laquelle pour $\Delta J = 0$ la transition à partir de l'état fondamental de vibration correspond à la composante inférieure du doublet l tandis que pour $\Delta J = \pm 1$ la transition correspond à la composante supérieure de ce doublet.

[1] Nielsen (H. H.), *Rev. Mod. Physics*, 1951, **23**, 90.
[2] Nielsen (H. H.), Handbuch der Physik, éd. Springer, Berlin, 1959, **37**.
[3] McConaghie (V. M.) et Nielsen (H. H.), *J. Chem. Phys.*, 1953, **21**, 1836.
[4] Fung (L. W.) et Barker (E. F.), *Phys. Rev.*, 1934, **45**, 238.
[5] Garing (J.), Rao (K. N.) et Nielsen (H. H.), *J. Mol. Spec.*, 1959, **3**, 496.

5. — Relations entre la symétrie des molécules et leur énergie de vibration-rotation ;

par M. G. Amat, Mme M.-L. Grenier et M. L. Henry,
Laboratoire de Chimie physique,
Faculté des Sciences de Paris.

Calcul général de l'énergie de vibration-rotation d'une molécule. — Les différentes valeurs possibles de l'énergie de vibration-rotation d'une molécule sont les valeurs propres de l'hamiltonien de vibration-rotation H_{vr} qui a été calculé par Darling et Dennison [1]. Cet hamiltonien étant trop complexe pour que l'équation de Schrödinger puisse être résolue rigoureusement, on le développe en série par rapport aux coordonnées normales de la molécule :

$$H_{vr} = H_0 + H_1 + H_2 + H_3 + H_4 + \dots \qquad (1)$$

L'hamiltonien d'ordre zéro H_0 est suffisamment simple pour que l'on sache résoudre l'équation de Schrödinger (1)

$$H_0\psi_0 = E_0\,\psi_0, \qquad (2)$$

où E_0 est la somme des énergies d'un rotateur rigide et d'une collection d'oscillateurs harmoniques à une, deux ou trois dimensions. Les fonctions d'ondes ψ_0 sont caractérisées par les valeurs des nombres quantiques rotationnels J, K, M et des nombres quantiques v_s, l_s, m_s correspondant aux diverses vibrations ($s = 1, 2, \dots$) de la molécule (2).

On écrit alors la matrice $[H_{vr}]$ associée à l'hamiltonien H_{vr} en choisissant comme fonctions de base les fonctions ψ_0. Cette matrice n'est évidemment pas diagonale, les ψ_0 étant des fonctions propres de H_0 mais pas de H_{vr}. Les valeurs E_{vr} de l'énergie de vibration-rotation sont obtenues en diagonalisant $[H_{vr}]$ par rapport à tous les nombres quantiques vibrationnels et rotationnels.

En l'absence d'un champ extérieur $[H_{vr}]$ est diagonale par rapport à J et M.

La diagonalisation par rapport aux nombres quantiques v_s peut être obtenue de proche en proche jusqu'à un ordre quelconque au moyen d'un calcul de perturbation, chaque terme dans le développement (1) pouvant être considéré comme petit vis-à-vis du terme précédent. Shaffer, Nielsen et Thomas [2] ont montré qu'il était commode d'effectuer ce calcul de perturbation en utilisant la méthode de van Vleck. Dans cette méthode on soumet l'hamiltonien à des transformations de contact successives

$$H' = e^{iS}\,H_{vr}\,e^{-iS} = H_0 + h'_1 + h'_2 + h'_3 + h'_4 + \dots,$$

$$H^{+} = e^{i\mathcal{S}}\,H'\,e^{-i\mathcal{S}} = H_0 + h'_1 + h^{+}_2 + h^{+}_3 + h^{+}_4 + \dots,$$

les opérateurs S et $\mathcal{S}$ étant choisis de telle façon que $H_0 + h'_1$ puis $H_0 + h'_1 + h^{\dagger}_2$ soient diagonaux par rapport aux v_s. On peut montrer que deux transformations de contact sont suffisantes pour un calcul de l'énergie effectué au cinquième ordre d'approximation (les éléments de h^{+}_3 non diagonaux en v_s ne contribuant qu'au sixième ordre). On écrira donc la matrice $[H^{+}]$ associée à l'hamiltonien transformé H^{+} en utilisant comme fonction de base les fonctions ψ_0 et en ne considérant que les éléments matriciels diagonaux par rapport aux v_s.

Il reste pour obtenir les niveaux de vibration-rotation à diagonaliser cette matrice par rapport aux nombres quantiques K, l_s, m_s, c'est-à-dire à résoudre l'équation séculaire

$$\text{dét}\left\{ (JKM \dots v_s\, l_s\, m_s \dots |H_0 + h'_1 + h^{+} + \dots| (J, K+\Delta K, M, \dots v_s, l_s + \Delta l_s, m_s + \Delta m_s, \dots) - \delta_{K,K+\Delta K} \dots \delta_{l_s, l_s+\Delta l_s}\, \delta_{m_s, m_s+\Delta m_s} \dots E_{vr} \right\} = 0. \qquad (3)$$

Énergie de vibration-rotation d'une molécule particulière. — L'hamiltonien de vibration-rota-

(1) sauf pour les molécules asymétriques.
(2) l_s n'est défini que pour une vibration doublement ou triplement dégénérée ; m_s n'est défini que pour une vibration triplement dégénérée.

tion H_{vr} et l'hamiltonien deux fois transformé H^+ figurant dans l'équation (3) dépendent des paramètres moléculaires suivants :

les moments d'inertie principaux de la molécule à l'équilibre $I^{(e)}_{\alpha\alpha}(\alpha = x, y, z)$;

les constantes de forces λ_s intervenant dans le potentiel harmonique (3) ;

les cœfficients $k_{s\sigma s'\sigma' s''\sigma''}$, $k_{s\sigma s'\sigma' s''\sigma'' s'''\sigma'''}$, ... du potentiel anharmonique (3) ;

les coefficients d'interaction entre la vibration et la rotation :

$\zeta^{\alpha}_{s\sigma s'\sigma'}$ (coefficients de couplage de Coriolis),

$a^{\alpha\beta}_{s\sigma}$ (coefficients de variation des moments et produits d'inertie avec les coordonnées normales).

Pour calculer l'énergie de vibration-rotation d'une molécule, on utilise les résultats du calcul général [3], [4] de l'opérateur H^+ ; on calcule tous les éléments matriciels de H^+, diagonaux par rapport aux v_s, en tenant compte des propriétés particulières que possèdent les paramètres moléculaires $I^{(e)}_{\alpha\alpha}$, $a^{\alpha\beta}_{s\sigma}$, $\zeta^{\alpha}_{s\sigma s'\sigma'}$, $k_{s\sigma s'\sigma' s''\sigma''}$, ... du modèle étudié. Il est alors possible d'écrire l'équation séculaire (3) pour la molécule considérée et de résoudre cette équation.

Utilisation des propriétés de symétrie de la molécule. — On peut montrer que la forme de l'équation (3) — c'est-à-dire la nature des éléments matriciels de H^+, non diagonaux par rapport à K, l_s ou m_s et différents de zéro — dépend étroitement des propriétés de symétrie de la molécule.

L'écriture de l'équation (3) ne présentant aucune difficulté dans le cas des moléculaires linéaires ou asymétriques nous nous sommes attachés plus particulièrement au cas des molécules à symétrie axiale (4). Nos recherches ont porté sur les points suivants.

1° Les coefficients $a^{\alpha\beta}_{s\sigma}$, $\zeta^{\alpha}_{s\sigma s'\sigma'}$, $k_{s\sigma s'\sigma' s''\sigma''}$, $k_{s\sigma s'\sigma' s''\sigma'' s'''\sigma'''}$ ont fait l'objet d'une étude systématique pour les différents groupes de symétrie auxquels la configuration d'équilibre de la molécule est susceptible d'appartenir. Il a été ainsi possible de déterminer pour chaque groupe les coefficients non nuls et les relations d'égalité (en valeur algébrique ou en valeur absolue) existant entre ces coefficients.

2° Les résultats précédents ont permis de calculer systématiquement pour les divers types de molécules à symétrie axiale les éléments matriciels

$$(l_s,\ K|h^{\dagger}_{2}|l_s + \Delta l_s,\ K + \Delta K)$$

responsables des « résonances du type l ou du type K ».

3° L'étude de ces résonances a montré que la forme de l'équation séculaire (3) dépendait de l'ordre de l'axe de la molécule, ce qui a suggéré une règle simple permettant de prévoir à priori quels sont les éléments matriciels $(l_s,\ K|h^{\dagger}_{n}|l_s + \Delta l_s,\ K + \Delta K)$ non nuls pour une molécule possédant un axe d'ordre 3, 4, 5, etc...

4° La règle ainsi suggérée a pu être démontrée en utilisant la théorie des groupes.

Les résultats que nous venons d'énumérer seront exposés dans divers articles actuellement en cours de publication ou de rédaction.

(3) Le potentiel peut être développé en fonction des coordonnées normales sans dimension sous la forme

$$V = \frac{h}{2}\sum_{s\sigma} \lambda_s^{1/2}\, q^2_{s\sigma} + hc \sum_{s\sigma} \sum_{\substack{s'\sigma' \\ s\sigma \leqslant s'\sigma'}} \sum_{\substack{s''\sigma'' \\ \leqslant s''\sigma''}} k_{s\sigma s'\sigma' s''\sigma''}\, q_{s\sigma}\, q_{s'\sigma'}\, q_{s''\sigma''} + \dots$$

(4) Le cas des molécules à symétrie sphérique est beaucoup plus complexe par suite de la présence de vibrations triplement dégénérées.

[1] Darling (B. T.) et Dennison (D. M.), *Phys. Rev.*, 1940, **57**, 128.
[2] Shaffer (W. H.), Nielsen (H. H.) et Thomas (L. H.), *Phys. Rev.*, 1939, **56**, 895.
[3] Amat (G.) et Nielsen (H. H.), *J. Chem. Physics*, 1957, **27**, 845.
[4] Amat (G.) et Nielsen (H. H.), *J. Chem. Physics*, 1958, **29**, 665.

6. — Spectrométrie dans l'infrarouge lointain (50 à 350 μ) ;

par MM. A. Hadni, C. Janot et E. Decamps,
Faculté des Sciences de Nancy.

Description d'un spectromètre à réseau pour l'infrarouge lointain, caractérisé par sa rapidité et ses petites dimensions. On donne les premiers résultats qu'il a permis d'obtenir concernant : 1° la réflexion de l'infrarouge lointain par les réseaux échelette, 2° l'absorption de 23 substances minérales et organiques.

Cette communication a fait l'objet d'un article dans la *Revue d'Optique*, septembre-octobre 1959, p. 416.

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

JOURNÉE DU 14 NOVEMBRE 1959

consacrée à la

Physique auprès des accélérateurs de haute énergie.

Présidence de M. J. Yvon.

I. Compte rendu du Congrès de Kiev.

1. — Interactions fortes ;

par M. A. Berthelot.

2 — Interactions faibles ;

par M. L. Michel.

II. Expériences en cours ou effectuées à Saturne.

1. — Introduction ;

par M. F. Perrin.

(*) 2. — Les faisceaux secondaires de Saturne ;

par M. L. van Rossum,

Service de Physique Corpusculaire à Haute Énergie, Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

Introduction. — Comme vous le savez, les faisceaux secondaires sont constitués par des particules émises d'une cible à l'intérieur de Saturne quand celle-ci est bombardée par des protons de haute énergie.

Sur le fonctionnement de Saturne, je rappellerai seulement que 2 à 4.10^{10} protons circulent à l'intérieur de la chambre à vide à la fin de chaque cycle d'accélération jusqu'à 2,9 GeV. Ce cycle se répète toutes les 3 s environ.

Passons tout de suite aux faisceaux secondaires, en ce qui concerne la nature des particules, leur nombre, leur énergie moyenne et la largeur de la distribution en énergie ainsi que la position des trajectoires dans le faisceau. Les expériences imposent également des limites au nombre d'autres particules qui peuvent être contenues dans le faisceau ou qui peuvent, sous forme de bruit de fond diffusé, traverser l'appareillage.

Je citerai trois exemples pour illustrer les ordres de grandeur.

1° La production des particules étranges dans des réactions $\pi^+ + \mathcal{N} \rightarrow K + Y$ a été étudiée dans une chambre à propane. A chaque cycle, environ 15 mésons π^+ devaient entrer par la fenêtre mince de 8 cm de diamètre, suivant des trajectoires parallèles à environ 1° près. L'énergie moyenne fixe devait être de 1,1 GeV, la largeur de la distribution en énergie ne devait pas dépasser $\pm$ 4 % de l'énergie moyenne. La contamination en protons, mésons μ et électrons ne devait pas dépasser 1/5 environ du nombre total des traces. Pour réduire le bruit de fond, il fallait obtenir les 15 mésons π à partir de moins de 5.10^9 protons primaires.

2° La désintégration des particules étranges a été étudiée dans une chambre à l'iodure de méthylène. Il fallait produire ces particules par des mésons π^- de 1 GeV environ traversant la chambre. Nous verrons par la suite pourquoi ceux-ci s'obtiennent plus facilement que les π^+ d'une manière efficace. De plus, le problème de l'élimination des protons n'existe pas dans un faisceau négatif. Les conditions d'intensité, de géométrie et de contamination étaient similaires à celles citées ci-dessus. Le nombre convenable de traces par photographie devait s'obtenir en bombardant la cible par 2.10^9 protons environ.

3° La section efficace totale $\pi^\pm$ -**p** a été mesurée par atténuation du faisceau de π traversant une cible à hydrogène liquide. Cette fois-ci, l'énergie moyenne des π devait être variable entre 0,3 et 1,2 GeV, la largeur de la distribution étant inférieure à $\pm$ 2 % de l'énergie moyenne. Le flux de π devait être aussi élevé que possible, même pour les énergies supérieures à 1 GeV (au moins 100 mésons pour 10^{10} protons). Ces mésons devaient entrer dans la cible à hydrogène en passant par un compteur de définition, de 6 cm de diamètre, les trajectoires faisant des angles de moins de 0,5° avec l'axe. Pour faciliter le contrôle de l'énergie moyenne pour les deux polarités, le champ de Saturne ne devait pas influencer les trajectoires à la sortie de la machine.

Contrairement aux deux exemples précédents, il n'était pas nécessaire de supprimer par collimation toutes les particules en dehors du faisceau utile.

Réalisation des faisceaux. Production des particules. — Parmi les nombreuses interactions ayant lieu dans la cible, nous devons nous intéresser particulièrement aux processus primaires suivants :

création de mésons π,
production associée,
production de paires de mésons lourds,
diffusion élastique des protons à l'intérieur du noyau.

De même, nous devons dresser la liste des interactions secondaires correspondantes, initiées par des protons diffusés, des neutrons ou des mésons π chargés. L'importance relative des processus primaires et secondaires dépendra surtout de la dimension des noyaux cibles et de la section efficace d'interaction des particules en question. Les dimensions de la cible et sa position seront surtout déterminées par des considérations sur l'optique du faisceau.

Pour projeter un faisceau, nous devons connaître, au moins sommairement, les sections efficaces différentielles de production en fonction de l'énergie des protons incidents et de l'angle ainsi que de l'impulsion des particules créées.

Le modèle phénoménologique de la production des mésons π par un nucléon excité intermédiaire, après normalisation au moyen de quelques résultats expérimentaux, semble permettre des prédictions assez satisfaisantes.

Pour la production associée, nous devons nous contenter de calculs qui supposent des dépendances plausibles mais non prouvées des éléments de matrice en fonction de l'impulsion et de l'angle. L'ordre de grandeur des valeurs absolues peut être estimé d'après les quelques données expérimentales.

La production des paires de mésons lourds est probablement très faible à cause de son seuil très élevé.

La diffusion élastique des protons peut être évaluée à l'aide du modèle optique. Les nucléons issus de cascades intranucléaires sont estimés d'après les résultats expérimentaux ou par la méthode de Monte-Carlo.

Analyse et focalisation. — Connaissant ainsi approximativement les spectres de production des particules à sélectionner, nous pouvons fixer l'angle moyen d'émission, c'est-à-dire l'axe de la première partie du faisceau. Dans certains cas, on tient à éviter que les particules traversent le champ magnétique du synchrotron. Dans d'autres cas, au contraire, il est préférable de placer la cible dans un quadrant. Prenons un exemple : si une expérience exige un nombre élevé de mésons π ayant une énergie voisine de la limite supérieure de ce que l'on peut obtenir par des protons de 3 GeV, on constate que la section efficace différentielle de production tombe rapidement pour des angles de production supérieurs à 10° environ. S'il s'agit de π négatifs, on peut choisir un angle voisin de 0° en plaçant la cible dans un quadrant, profitant du fait que le champ magnétique déviera les π^- vers l'extérieur. S'il s'agit de π positifs, au contraire, et à moins que l'on ne veuille travailler à l'intérieur de l'anneau, on placera la cible au début d'une

ection droite en choisissant l'angle le plus faible ui évite le champ du quadrant suivant.

Continuons la description schématique d'un tel aisceau π^+ d'énergie élevée (supérieure à 1 GeV). Une lentille magnétique convergente sera placée le ong de l'axe aussi près que possible de la machine. Cette lentille forme, à travers un aimant analyseur, une image de la cible à l'endroit de l'expérience. L'angle de déviation et le champ magnétique e l'analyseur définissent l'impulsion moyenne des articules. La bande d'impulsion des particules entrant ans l'appareil sera donnée par la dispersion, la dimension horizontale de l'image et la dimension horizontale u détecteur, exactement de la même façon que la ongueur d'onde moyenne et le degré de monochromatisme d'un spectrographe dépendent des paramètres quivalents.

Ce type de faisceau particulièrement simple ne distingue pas entre les particules ayant des masses différentes. Mais il est souvent possible d'identifier le type le particules à étudier par une mesure de vitesse.

Dans d'autres cas au contraire il peut être nécessaire l'enlever du faisceau les particules indésirables. Par exemple, il a fallu enlever les protons du faisceau π^+ de ,1 GeV pour la chambre à propane. Une méthode imple consiste à ralentir par ionisation les particules près une première analyse. Une seconde analyse avec ocalisation donnera alors des faisceaux séparés dans 'espace.

Revenons maintenant, pour citer un autre type de aisceaux, à celui de π^- de grande énergie émergeant vers l'avant d'une cible située dans un quadrant. Nous commençons par déterminer la trajectoire de sortie l'une particule de l'impulsion désirée émise de la cible suivant l'angle le plus favorable. Le long de cet axe, nous pouvons de nouveau placer une lentille convergente formant l'image de la cible à la distance voulue. L'image de la cible pour des particules d'impulsion voisine p_1 se formera à environ la même distance, mais ce faisceau d'impulsion p_1 aura pour axe la direction de a trajectoire particulière d'impulsion p_1 reliant le centre de la cible au centre de la lentille. Les axes p_0 et p_1 faisant un certain angle entre eux, le champ de la machine produit donc une dispersion en impulsion à la sortie de la lentille.

L'étude pratique des propriétés optiques des faisceaux se sert de trois méthodes :

1° le calcul (numérique ou analogique) des trajectoires, en admettant des formes simplifiées des champs magnétiques ;

2° le tracé des trajectoires sur une carte du champ au moyen d'un compas à rayon de courbure continûment variable (tricycle) ;

3° en cas de champs magnétiques stationnaires seulement, la matérialisation des trajectoires dans le champ même, par un fil tendu parcouru par un courant.

Les aberrations résiduelles de l'ensemble du champ analyseur et des lentilles quadrupolaires conduisent à des cercles de confusion optique, de l'ordre du centimètre, souvent inférieure à la confusion due à la diffusion multiple des particules dans l'air.

La méthode du fil peut donner l'impulsion des particules en valeur absolue à mieux que 1 %.

Structure dans le temps des faisceaux secondaires. — Nous avons parlé jusqu'à maintenant des propriétés optiques des faisceaux et du nombre total de particules secondaires par cycle de la machine.

A cause de la croissance rapide des bulles dans un liquide surchauffé, il s'agit, pour les chambres à bulles, de produire toutes les traces pendant un intervalle de temps aussi court que possible et, au maximum, de l'ordre de la milliseconde.

Pour les compteurs, au contraire, la résolution finie, dans le temps, des ensembles de comptage, nous oblige à étaler le bombardement de la cible sur une fraction importante du cycle, allant jusqu'à 100 ms environ.

Un procédé très simple donnant des bombardements courts consiste à cesser l'accélération tout en continuant à faire croître le champ magnétique. Une cible placée à un rayon inférieur à celui de l'orbite moyenne recueille alors les protons pendant 1 ms environ. Ce temps correspond au déplacement radial du faisceau interne d'une distance égale aux excursions radiales des trajectoires individuelles.

Un étalement du bombardement peut s'obtenir en remplaçant la coupure brusque de la tension accélératrice par une réduction progressive de son amplitude par rétrécissement progressif de la région des phases azimutales stables. Un nombre à peu près constant de protons, par unité de temps, échappe alors au processus d'accélération et spirale vers la cible.

A l'intérieur de ce temps de bombardement, les faisceaux présentent une double structure : une structure lente, due à la composante alternative parasite du courant excitant l'aimant, et une structure rapide liée aux oscillations propres du faisceau et à sa structure azimutale.

Enfin, je voudrais mentionner l'existence d'un problème de grande importance pratique : la compatibilité simultanée de plusieurs expériences. Il a été possible, par exemple, de satisfaire aux besoins de deux chambres à bulles et d'une expérience de compteurs en distribuant les protons, à chaque cycle, successivement entre trois faisceaux qui étaient alignés sur deux cibles différentes.

(*) 3. — Mesure de la section efficace totale d'interaction des mésons π chargés avec les protons ;

rapport du Groupe d'Électronique du Service de Physique Corpusculaire à Haute Énergie, Centre d'Études Nucléaires de Saclay,

présenté par M. J.-F. Detœuf.

L'expérience que nous allons décrire est actuellement en cours à Saclay. C'est une mesure d'atténuation d'un faisceau de mésons π dans l'hydrogène liquide. Le faisceau (*fig.* 1) est produit par des protons de 2,6 GeV tombant sur une cible de carbone placée dans une section droite de Saturne. Les particules émises à 18,5° du faisceau de protons incidents sont focalisées par un banc de quadrupôles et analysées dans un aimant en C dans lequel la déviation est de 24°. Un blindage magnétique placé au voisinage de la section droite rend négligeable l'influence du champ de fuite du synchrotron sur le faisceau de π.

La méthode du fil a permis de déterminer l'impulsion moyenne du faisceau en fonction du courant dans

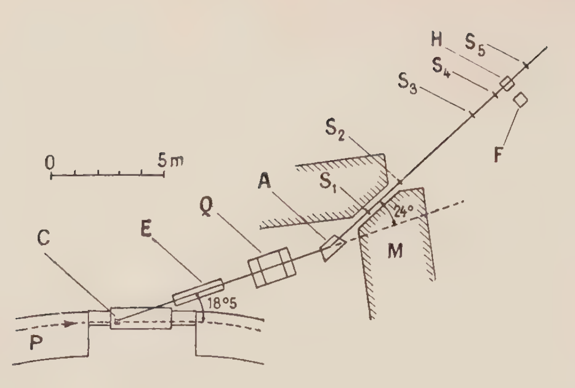


Fig. 1. — *Dispositif expérimental.* P, protons de 2,6 GeV ; C, cible de carbone ; E, écran magnétique ; Q, quadrupôles ; A, aimant en C ; M, mur de protection ; H, cible à hydrogène ; F, cible factice. S_1, S_2, S_3, S_4, S_5 sont des compteurs à scintillation. S_4 a un diamètre de 6 cm, S_5 un diamètre de 15 cm. La cible à hydrogène a 40 cm de long. S_5 est à 70 cm du centre de la cible.

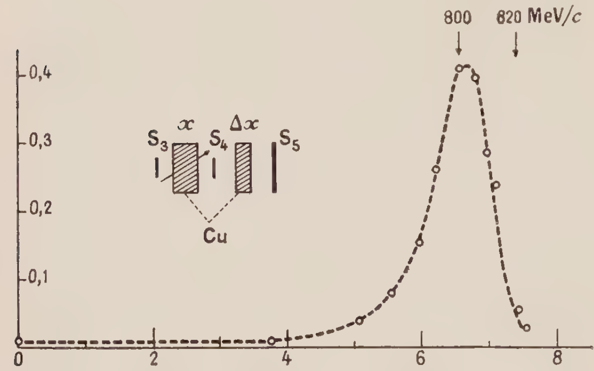


Fig. 2. — *Courbe de parcours différentiel des protons de 800 MeV/c nominal.* En abscisse, épaisseur x de cuivre en centimètres ; en ordonnées, fraction (1/N)(dN/dx) des particules s'arrêtant dans une tranche de cuivre d'épaisseur Δx = 4 mm. Les flèches indiquent le parcours calculé de protons de 800 et 820 MeV/c.

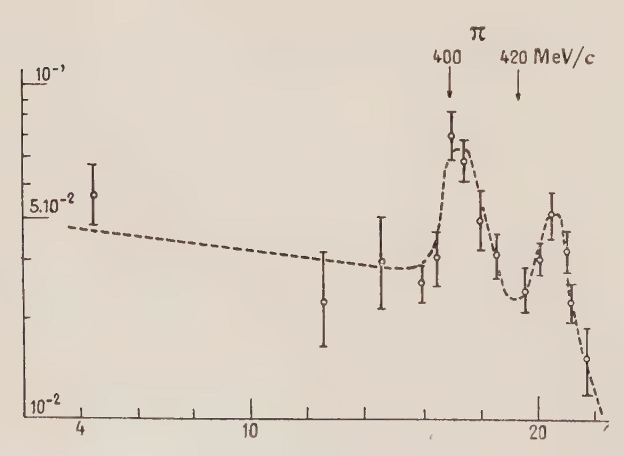


Fig. 3. — *Courbe de parcours différentiel des* π^+ *de 400 MeV/c nominal.* En abscisse, épaisseur x de cuivre en centimètres ; en ordonnée, fraction $(1/N_0)$(dN/dx) des particules disparaissant dans une tranche de cuivre d'épaisseur Δx = 1 cm. Les flèches indiquent le parcours calculé des π de 400 et 420 MeV/c.

les aimants ainsi que la dispersion en impulsion qu est $\Delta p/p = \pm 1{,}8$ %.

Des mesures directes de l'énergie du faisceau on été effectuées : *a*) par des courbes de parcours d protons à 800 MeV/c (*fig.* 2) ; *b*) par des courbes d parcours de $\pi^\pm$ à 400 MeV/c (*fig.* 3) ; *c*) par une mesur de temps-de-vol de protons, qui sera décrite plu loin (¹). Toutes ces mesures sont en accord à ± 1 % près.

La cible à hydrogène liquide a 40 cm de long ; ell est vue par le compteur final S_5 sous un angle d'envi ron 6°.

Le dispositif électronique sera décrit plus loin (¹).

Parmi les corrections à apporter, la plus important est celle de la contamination du faisceau par les élec trons et les mésons μ. Celle-ci a été déterminée e utilisant un compteur Čerenkov à gaz (²), réalisé a Laboratoire de Physique Atomique du Collège d France et qui sera décrit dans un autre rapport (²) Cette contamination, définie comme le rappor $(\mu + e)/\pi$ du nombre total de mésons μ et d'électron au nombre de mésons π dans le faisceau, attein 0,30 ± 0,03 à 400 MeV et 0,07 ± 0,03 à 1 GeV.

Les autres corrections, diffusions élastique et inélas tique dans le compteur final, coïncidences fortuites diffusion par l'air de la cible vide, sont, chacune, infé rieures à 1 % et peuvent être évaluées.

Les résultats définitifs concernant cette expérienc seront publiés prochainement.

(¹) Voir le rapport de M. Valladas à cette même sessio
(²) Voir le rapport de M. Moch à cette même session.

(*) 4. — Compteurs de Čerenkov à gaz sous pression et diffusion des mésons μ ;

rapport du Laboratoire
de Physique Atomique et Moléculaire
du Collège de France,

présenté par M. R. Moch,
Sous-Directeur du Laboratoire.

Le Laboratoire de Physique Atomique et Moléculair du Collège de France a décidé de s'attaquer au pro blème de la diffusion des leptons μ de grande énergie Il espère en obtenir des indications sur une différenc de structure entre électron et méson μ ou sur une éven tuelle interaction d'un nouveau type entre μ et nucléon

On a décrit le faisceau de mésons μ de 1 GeV/c qu doit être mis progressivement en place à Saclay pou atteindre finalement une cinquantaine de mètres d longueur. L'impossibilité d'obtenir un faisceau exemp de mésons π confère une très grande importance au compteurs Čerenkov à gaz sous pression qui per mettront de ne compter que les μ.

Ces compteurs ont été décrits, ainsi que les perfor mances qu'ils ont déjà permis d'obtenir à Saclay et Genève. Des résultats extrêmement encourageants on été obtenus entre 200 et 1 100 MeV/c. Des publication seront faites prochainement qui reprendront en déta toutes les informations fournies à la Société françai de Physique.

*)

5. — Expérience poursuivie avec une chambre de Wilson ;

présentée par M. A. Astier,
Laboratoire de Physique de l'École Polytechnique.

Cette expérience, actuellement en cours auprès de Saturne, est effectuée au moyen d'une chambre de Wilson à champ magnétique, placée sur le trajet d'un faisceau de particules neutres. Elle a pour but l'étude des modes de désintégration du méson lourd à vie moyenne longue, dénoté K_2^0.

1. Chambre proprement dite. — Elle est de construction classique, parallélépipédique, avec glace avant verticale et piston vertical.

La partie vue de la glace avant a pour dimensions 116×100 cm². La glace de côté, par laquelle est éclairée la chambre, a pour dimensions 61×86 cm².

Le volume de la zone éclairée de la chambre est de 600 l environ.

L'autre paroi latérale est constituée par une plaque de duralumin munie d'une « fenêtre » circulaire de 44 cm de diamètre, dont l'épaisseur est de 0,3 mm.

La chambre comporte également deux écrans de cuivre chromés de 2 cm d'épaisseur placés horizontalement de part et d'autre de la fenêtre.

La thermostatisation de la chambre est obtenue par circulation d'eau dans les plaques en duralumin qui la ferment haut et bas et dans les écrans. Les écrans sont portés respectivement à des tensions continues de $+ 2\,000$ V et $- 2\,000$ V par rapport au corps de la chambre qui est à la masse.

Le dispositif de détente est, au voisinage de la chambre, entièrement pneumatique. Les vannes électromagnétiques qui commandent le tout sont assez loin pour que le champ magnétique de la bobine ne les perturbe pas.

L'éclairage de la chambre est réalisé au moyen de deux tubes flash au xénon de 90 cm de longueur utile. Dans chaque tube est déchargé un banc de capacités de 1 200 μF chargées à 4 000 V. L'énergie lumineuse est ainsi voisine de 20 kJ par photographie.

L'installation comprend 5 appareils photographiques, dont un affecté au contrôle de la marche.

Le champ magnétique est produit par l'ensemble de 2 bobines à air comportant chacune 13 galettes de 18 spires d'un conducteur d'aluminium creux, refroidi par circulation d'eau. Un courant de 3 800 A donne un champ, uniforme sur tout le volume de la chambre, de 8 000 Oe. Le champ magnétique est pulsé. La montée de champ s'effectue en 10 à 15 s et la descente de même. La durée du palier à l'intensité maximum est de l'ordre de 15 s.

La chambre est détendue avant le passage des particules, de façon que celles-ci la traversent quelques millisecondes après la fin de la détente.

2. Faisceau neutre et synchronisme avec Saturne. — *Faisceau.* — La figure 1 représente schématiquement l'installation.

Le centre de la chambre est à 15,30 m de la cible qui est située au début du quadrant Q_2 et vue sous un angle de 65°.

Un collimateur, situé dans le mur de protection de Saturne, permet d'envoyer sur la chambre un faisceau qui n'entre dans celle-ci que par la paroi mince, afin d'éviter toute interaction dans les parois épaisses.

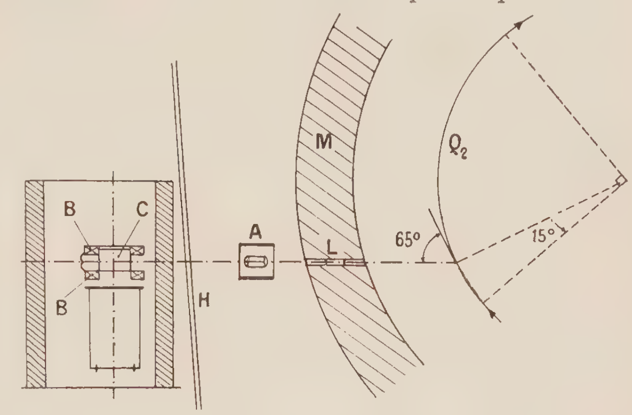


Fig. 1. — B, bobine ; C, chambre ; H, mur du hall ; A, aimant en H ; L, collimateur ; M, mur de protection de Saturne ; Q_2, quadrant.

L'aimant en H balaie toutes les particules chargées franchissant le collimateur.

La chambre reçoit :
des neutrons (en grand nombre),
des γ (en faible nombre),
des K_2^0.

Les K_1^0 et les Λ^0 se sont pratiquement tous désintégrés avant l'entrée dans la chambre (vie moyenne courte $\simeq 10^{-10}$ s).

Toute l'installation est placée dans une casemate en béton lourd la protégeant des radiations cosmiques et des radiations dues à la marche de Saturne.

Synchronisme avec Saturne. — 1° Le temps de cyclage de la chambre étant de 3 à 6 mn suivant les conditions de fonctionnement, il faut que Saturne n'envoie l'ordre de déclencher la chambre qu'une fois tous les 50 à 100 cycles de Saturne.

Ceci a été réalisé par le Service d'Entretien et de Fonctionnement de Saturne au moyen de compteurs prédéterminés.

2° Il faut, d'autre part, que, pour le cycle « Wilson », un certain nombre de paramètres de la marche de la machine soient modifiés : « dent de scie » sur la haute fréquence, maintien en retrait des cibles autres que la cible « Wilson », mise en place de la cible Wilson et coupure de la haute fréquence. Ceci a été réalisé par le Service d'Entretien et de Fonctionnement de Saturne, par commutation électrique, commandée par compteurs.

3. Le K_2^0. Premiers résultats. — Le méson lourd K se présente sous deux états de charge K^+, K^0. Son antiparticule est le doublet de charge $\overline{K^+} = K^-$, $\overline{K^0}$,

Les mésons K ont l'étrangeté $+ 1$ et les mésons $\overline{K}$ l'étrangeté $- 1$. C'est dire qu'il est impossible, par interaction forte — qui conserve l'étrangeté — de transformer un K^0 en $\overline{K^0}$. On se trouve donc pour le K^0 et le $\overline{K^0}$ devant une situation analogue à celle du neutron et de l'antineutron.

Toutefois la situation n'est pas exactement semblable. En effet, comme $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, on a, par conjugaison de charge, $\overline{K^0} \rightarrow \pi^- + \pi^+$, d'où possibilité de passage de K^0 à $\overline{K^0}$ par double interaction faible.

Les théoriciens ont tenu compte de cette possibilité de la manière suivante. D'après la théorie quantique des champs, une particule neutre non identique à son antiparticule doit se représenter par un champ non hermitien ψ ($\psi^+ = \psi$).

D'où l'idée d'examiner les champs hermitiens

$$\psi_1 = (\psi + \psi^+)/\sqrt{2}, \qquad \psi_2 = (\psi - \psi^+)/i\sqrt{2}.$$

Le K^0 est le quantum du champ ψ, le $\overline{K^0}$ le quantum du champ ψ^+. A priori le champ ψ_1 doit donner lieu à des quanta K_1^0 et ψ_2 à des quanta K_2^0.

De plus, supposons un instant que la conjugaison de charge C soit conservée. Alors le K_1^0 et le K_2^0, qui sont chacun un état pur par rapport à la conjugaison de charge, sont sans relation, donc ont des vies moyennes à priori différentes. Ce sont eux dès lors qui apparaissent comme les vraies particules et non pas le K^0 et le $\overline{K^0}$ qui apparaissent comme des mélanges à 50 % des deux particules K_1^0 et K_2^0.

Si C n'est pas conservée, et P non plus, mais si CP est conservée, les conclusions précédentes demeurent. On a de fortes raisons de penser qu'il en est ainsi. C'est encore une fois l'expérience qui a décidé et qui décidera. En tout cas, on connaît très bien aujourd'hui la particule K_1^0, dont les seuls modes de désintégration sont :

$$K_1^0 \rightarrow \begin{cases} \pi^+ + \pi^- \\ \pi^0 + \pi^0 \end{cases}$$

et dont la vie moyenne est 1.10^{-10} s.

Par ailleurs Lederman et son équipe, dans une expérience de chambre de Wilson analogue à l'expérience présentement décrite, ont montré à Brookhaven, que les désintégrations de K^0 qu'ils voient dans leur chambre sont toutes en trois corps et compatibles avec des schémas tels que

$$K_2^0 \rightarrow \begin{cases} \pi^\pm + e^\mp + \nu \\ \pi^\pm + \mu^\mp + \nu \\ \pi^+ + \pi^- + \pi^0. \end{cases}$$

Une deuxième expérience, effectuée à une autre distance de la cible, leur a même fourni une valeur de la vie moyenne du K_2^0 : $\tau(K_2^0) \simeq 6.10^{-8}$ s.

Le K_2^0 est donc pratiquement sûr aujourd'hui. Il n'en reste pas moins que ses modes de désintégration sont à mettre en évidence d'une manière certaine. Par ailleurs les rapports de branchement entre divers modes sont importants à connaître, ainsi que les spectres d'énergie des divers modes. C'est la tâche entreprise par le Laboratoire de Physique de l'École Polytechnique.

C'est une tâche de longue haleine qui demandera des mois de fonctionnement auprès de Saturne. Elle commence à peine.

Les clichés projetés sur lesquels on peut voir deux K_2^0 montrent l'intérêt des écrans placés dans la chambre.

(*) 6. — Diffusion élastique de mésons π^- sur des proton[s] sur la première résonance T = 1/2 ;

par M. J. Meyer,

Service de Physique Corpusculaire à Haute Énergie, Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

Ce travail a été effectué par une équipe comprenan[t] J. M. Gaillard, P. Lehmann, A. Lévêque, D. Reve[...] J. Sacton.

Le but était d'étudier la distribution angulaire de[s] mésons π^- lors d'une diffusion élastique sur des pro[-]tons, à des énergies voisines de ce que l'on appelle l[e] second maximum dans la diffusion π-p. Ce maximum est attribué à une résonance dans l'état de spin iso[-]topique T = 1/2 et apparaît pour des π^- ayant un[e] quantité de mouvement de 740 MeV/c [1]. Le pro[-]blème est de savoir quels sont le moment angulaire e[t] la parité de l'onde résonnante. La distribution angu[-]laire des mésons, diffusés élastiquement à l'énergie d[e] résonance et à des énergies inférieures et supérieure[s] d'une centaine de mégaélectronvolts, permet d'obteni[r] des renseignements sur cette onde et, en particulier de vérifier l'hypothèse de Peierls [2] d'une onde D 3/2.

Nous présentons ici les premiers résultats obtenus [à] Saclay avec une chambre à bulles à hydrogène [3] cons[-]truite par notre groupe, sans champ magnétique, d[e] 20 cm de diamètre et de 10 cm de profondeur, utilisan[t] un faisceau de π^- de quantité de mouvement nomina[le] de 745 MeV/c.

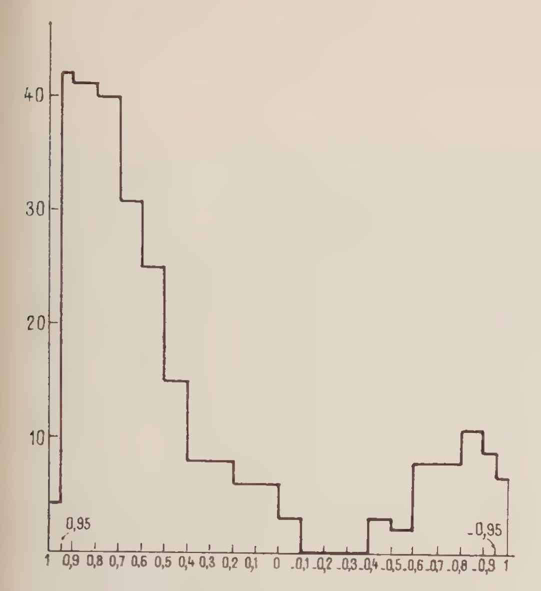
Le faisceau provient d'une cible de carbone plac[ée] dans une section droite de Saturne. Un quadrupôle e[t] un aimant en C le focalisent dans la fenêtre min[ce] d'entrée de la chambre. L'énergie a été déterminée pa[r] la méthode du fil chaud. Récemment, ces mesures o[nt] été répétées et nous sommes en train de les vérifier [à] l'aide de nos clichés, en utilisant des doubles diffusion[s] et des diffusions simples avec des protons de recul q[ui] s'arrêtent dans la chambre. Les premiers résulta[ts] confirment que les π^- se trouvent bien sur la résonanc[e].

Les deux vues stéréoscopiques de chaque événemen[t] ont été projetées sur une table de projection. Le[s] coordonnées des points à mesurer ont été relevées à l[a] main et reportées sur des bandes perforées. La recon[s]truction spatiale a été effectuée par le calculateu[r] Mercury de Saclay. Le calculateur a contrôlé les point[s] expérimentaux, calculé les coordonnées et les cosinu[s] directeurs des trajectoires dans l'espace et la cin[é]matique des diffusions.

Un événement a été retenu comme diffusion éla[s]tique lorsque la particule incidente passe par la fenêt[re] mince d'entrée de la chambre en faisant un pet[it] angle avec la direction moyenne du faisceau inciden[t], que l'événement est coplanaire et que les angl[es] mesurés sont compatibles avec une diffusion élastiqu[e] d'un π incident de l'énergie choisie.

La distribution angulaire est représentée dans [la] figure 1, où θ est l'angle du π^- diffusé avec la directio[n] incidente, dans le centre de masse. Le point à l'ang[le] $\theta = 0°$ a été extrapolé et normalisé à la valeur calcul[ée] par J. Bros [4] en utilisant des relations de dispersio[n]. On trouve ainsi, pour la section efficace totale de di[f]fusion élastique, la valeur de 20 ± 3 millibarns.

Nous trouvons une distribution légèrement plus intue vers l'avant et vers l'arrière que celle obtenue



. 1. — En abscisse, cos θ ; en ordonnée, nombre d'événements (301 événements). Section efficace totale de diffusion élastique, 20 ± 3 millibarns.

r Crittenden [5]. Des expériences sont en cours à utres énergies et à l'énergie de résonance afin méliorer la statistique.

Detœuf (J. F.) et *al.*, Conférence sur la Physique de Haute Énergie, Kiev, 1959.
Peierls (R. F.), *Phys. Review Letters*, 1958, **1**, 174.
Meyer (J.), *L'Onde Electr.*, 1959, **39**, 615.
Bros (J.), Note du Service de Physique Mathématique, C. E. N. Saclay, 1959.
Crittenden (R. R.) et *al.*, *Phys. Review Letters*, 1959, **2**, 121.

7. — Expérience effectuée avec une chambre à bulles à liquide lourd ;

par MM. C. Baglin, M. Bloch, J. Hennessy, A. Lagarrigue, P. Mittner, P. Musset, A. Orkin-Lecourtois, P. Rançon, A. Rousset, X. Sauteron et J. Six,

Laboratoire de l'École Polytechnique.

Une chambre à bulles à liquide lourd, de 34 cm de gueur, a été utilisée en relation avec le synchrotron protons de 3 GeV, « Saturne ». Le liquide employé it un mélange de 50 % d'iodure de méthyle et 50 % de propane en volume. Ce mélange a une nsité de 1,1 et une longueur de radiation pour les otons énergiques de 10 cm.

Cet appareil constitue un bon détecteur de π^0 en dant visible la matérialisation des photons pronant de la désintégration de cette particule.

120 000 photographies ont été prises avec cette chambre dans un faisceau de π^- de 1 GeV et sont en cours de mesure. Le but principal de l'expérience est l'étude des modes neutres de désintégration des particules étranges et plus spécialement de la désintégration $K_1^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$. D'autres résultats expérimentaux peuvent être obtenus à l'aide de ces photographies, en particulier une mesure du coefficient d'asymétrie α_0 pour le mode neutre de désintégration du Λ^0 ainsi qu'une étude sur la réaction d'échange de charge $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ et sur les productions de π^0.

(*) 8. — Emploi d'une chambre à bulles à propane de 16 litres ;

par M. A. Rogozinski,

Service de Physique Corpusculaire à Haute Énergie, Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

La présente communication est un compte rendu de travail plutôt qu'un exposé des résultats acquis dans les expériences que nous avons entreprises ou que nous poursuivons actuellement.

Ce travail est le fruit de la collaboration d'un certain nombre de chercheurs, comprenant principalement Mmes A. Daudin, O. Goussu et F. Lévy, M. F. Grard et Mme J. Laberrigue du Laboratoire d'Orsay.

Caractéristiques de la chambre à propane. — Nous ne donnerons ici que quelques indications essentielles concernant cette chambre dont les détails ont été décrits dans le numéro spécial de l'*Onde Électrique* consacré à Saturne (1959, **39**, 617).

La chambre possède une forme parallélépipédique ; ses dimensions utiles sont 40 cm dans la direction du faisceau et 20 cm × 20 cm dans un plan normal au faisceau.

Pour des raisons de sécurité, chacune des deux fenêtres en verre de la chambre est protégée par un carter en acier moulé inoxydable, capable, en cas de rupture d'une fenêtre, de contenir le propane ainsi libéré.

La chambre est pourvue d'un champ magnétique de 13 kOe, engendré par un ensemble de deux bobines alimentées par un courant de 2 000 A sous une tension de 300 V. Elle peut suivre la cadence des impulsions de Saturne, soit 1 toutes les 3 s.

Expériences. — La première expérience entreprise était un essai portant sur le problème de la conservation de la parité dans une interaction forte, impliquée dans la production de particules étranges.

Il s'agissait, notamment, de vérifier si la distribution angulaire des produits de décomposition des Λ^0, créés par interaction des mésons π avec des noyaux de carbone exhibait ou non une asymétrie avant-arrière par rapport à la ligne de vol dans le système du centre de masse de cet hypéron. En effet, une telle asymétrie, qui établit la preuve de l'existence d'une composante longitudinale de la polarisation du Λ^0, ne peut résulter que

d'une violation de la parité dans l'interaction forte mentionnée plus haut.

On a eu recours, pour cette expérience, à un faisceau de mésons π^+, car un tel choix permettait aussi d'obtenir des données sur le processus peu étudié de la production des Σ^+ sur protons libres dans les interactions $\pi^+ + \mathbf{p} \rightarrow \Sigma^+ + K^+$.

La réalisation d'un faisceau de π^+ de grande im[...]sion, en l'occurrence de 1,1 GeV/c, et avec une co[...]mination réduite en protons, se heurte généralemen[...] des difficultés sérieuses. En effet, le faisceau de pa[...]cules, issu de la cible, placée dans l'une des secti[...] droites de Saturne, contient, au départ, dans la di[...]tion choisie, plusieurs dizaines de protons pour [...]



FIG. 1. — Interaction $\pi^+ + \mathbf{n} \rightarrow \Lambda^0 + K^+$.

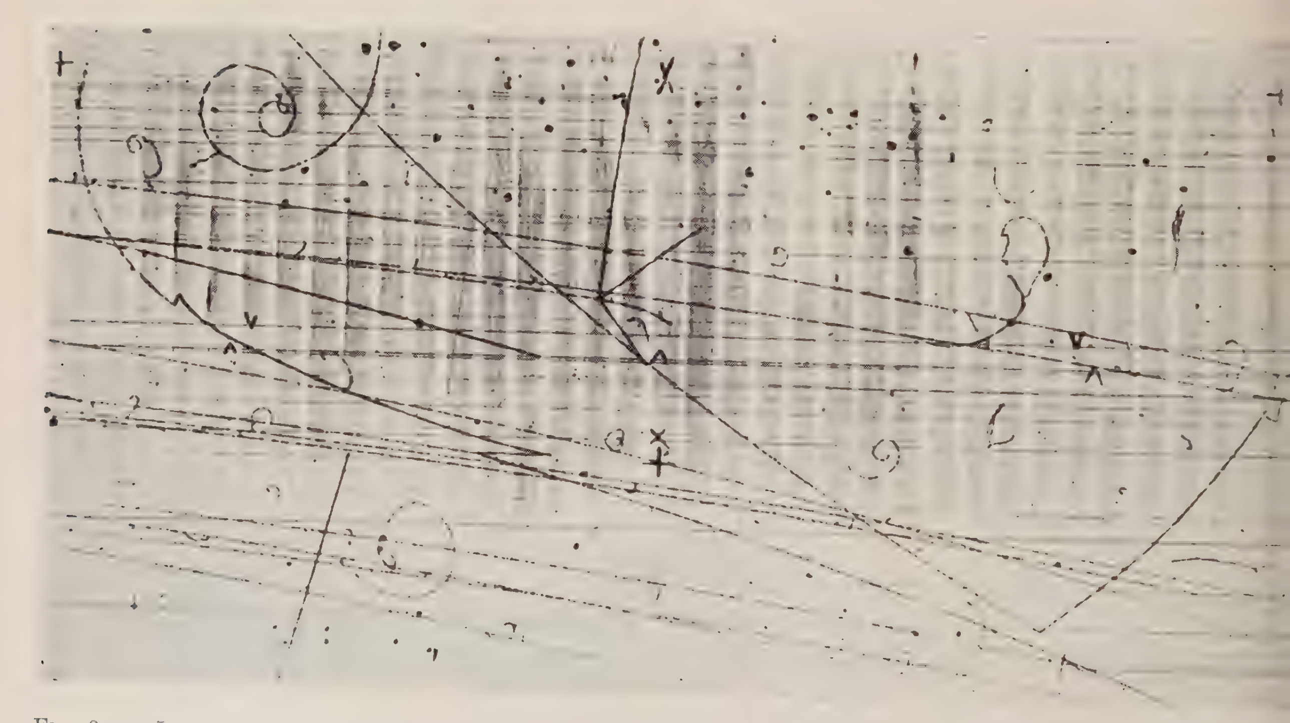


FIG. 2. — Interaction $\pi^+ + \mathbf{p} \rightarrow \Sigma^+ + K^+$. Le Σ^+ se désintègre en donnant naissance à un π^+ qui s'arrê[...] dans le propane en créant à son tour un événement (π^+ μ^+ e^+) caractéristique : le K^+ produit une inte[...]action nucléaire (partie inférieure droite de la chambre), où il subit un échange de charge accompagné d'un[...] diffusion en arrière ; le K^0, qui apparaît ainsi, se désintègre en $\pi^+ + \pi^-$ au bout d'une dizaine de millimètre[...] de parcours dans le propane.

son π^+ et il s'agissait d'obtenir à l'entrée de la ambre à bulles environ 10 π^+ par proton. Grâce aux orts de MM. Falk et van Rossum, qui ont bien ulu en entreprendre l'étude, nous avons pu dis- ser d'un faisceau de π^+ où la proportion des protons dépassait pas 10 à 15 % et dont la dispersion rela- e en moment était de l'ordre de ± 5 %.

Avec un tel faisceau, il est possible d'observer deux tes de Λ^0 : d'une part, ceux créés directement sur neutron lié dans le noyau de carbone, suivant le ocessus

$$\pi^+ + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+,$$

utre part, ceux créés indirectement, via un Σ vir- el, et qui exigent nécessairement l'intervention de ux nucléons du même noyau :

$$\pi^+ + n + p \rightarrow \Sigma^0 + K^+ + p \rightarrow \Lambda^0 + K^+ + p,$$

$$\pi^+ + n + n \rightarrow \Sigma^0 + K^+ + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+ + n,$$

$$\rightarrow \Sigma^+ + K^+ + n \rightarrow \Lambda^0 + K^0 + p.$$

L'examen d'un lot de 10000 clichés avait révélé présence d'une trentaine de Λ^0, de toutes origines, accord avec une valeur moyenne de 0,2-0,3 milli- rn de la section efficace de leur production. La ure 1 représente l'un des Λ^0 observés.

La mesure de l'asymétrie devait nécessairement s'ef- tuer sur l'ensemble des Λ^0, quelle que soit leur ori- ne. Il est en effet impossible, dans la grande majorité s cas, de les distinguer les uns des autres à cause de ncertitude apportée dans l'analyse des événements r l'énergie de Fermi des nucléons, ainsi qu'à cause s effets secondaires qui se produisent au sein des yaux intéressés. Nous avions alors des raisons de oire que l'asymétrie, bien qu'étant atténuée par l'in- usion des Λ^0 directs, serait nettement supérieure aux reurs statistiques pour un lot de 100 000 clichés.

Par la suite, les résultats obtenus à Berkeley concer- nt les interactions des K^- avec les noyaux de deuté- um ont montré que la polarisation longitudinale des créés par les interactions énumérées ci-dessus est aisemblablement nulle. Cette circonstance nous a fait ettre de côté provisoirement cette étude. En effet, symétrie, si elle existe, est certainement petite et nos nditions d'expérience ne nous auraient pas permis de mettre en évidence.

Nous nous sommes alors tourné vers l'étude de la oduction des particules étranges Σ^+, K^+.

Les mesures concernant l'interaction

$$\pi^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+$$

nt en cours. La figure 2 reproduit un cas assez rare création de ces particules étranges. Les mesures se nt, pour le moment, par une méthode manuelle qui nsiste à relever les coordonnées des événements dont deux vues stéréoscopiques sont projetées sur une uille de papier millimétré. La calculatrice électro- que Ferranti, qui fonctionne au Service de Physique athématique du C. E. N. de Saclay, et pour laquelle Grard a établi une programmation de nos mesures, alue les différentes grandeurs géométriques et ciné- atiques des événements sélectionnés.

On trouve que le nombre encore très restreint d'évé- ments observés jusqu'ici est compatible avec une ction efficace de production de 0,1-0,2 millibarn.

III. Accélérateur linéaire d'Orsay.

1. — État actuel de la construction ; résultats des premiers essais ;

par M. J.-L. Delcroix.

(*) 2. — Équipements pour l'exploitation expérimentale de l'accélérateur linéaire ;

par M. G. R. Bishop,
École Normale Supérieure,
Laboratoire des Hautes Énergies, Orsay.

Les travaux que je vais vous décrire sont le résultat d'une collaboration entre les personnes suivantes pendant l'année 1958-1959, par ordre alphabétique :

I. Alon, Chef de l'Atelier d'électronique ; P. Bounin ; B. Boutouyrie, Ingénieur chargé des électro-aimants ; J. Buon ; K. Brown ; D. Frerejacque ; D. Isabelle ; F. Lacoste ; B. Milman ; V. Round, Chef de l'Atelier de mécanique ; R. Taylor.

Les appareils conçus par cette équipe sont ou seront installés dans des salles d'expériences à Orsay, aux énergies de 250 MeV, de 500 MeV et de 1 GeV. Pour des raisons d'économie, nous avons décidé de grouper le contrôle des expériences faites dans les salles de 250 MeV et 500 MeV, dans une seule salle de contrôle qui se trouve placée symétriquement par rapport à ces salles d'expérience. Aujourd'hui la salle d'expérience de 250 MeV est complètement équipée ; les électro-aimants destinés à la salle de 500 MeV sont en cours de fabrication et doivent être livrés dans le courant de 1960. Les appareils auxiliaires pour cette salle seront fabriqués en parallèle à partir du début de 1960 et on s'attend à voir la salle de 500 MeV complètement équipée vers la fin de l'année prochaine. En même temps, nous entreprendrons l'étude de l'appareillage pour la salle terminale de 1,3 GeV.

La pièce principale de l'appareillage de la salle de 250 MeV est un spectromètre magnétique à double focalisation pour particules chargées ayant une quantité de mouvement maximum de 300 MeV/c. Cet instrument est accompagné des appareils de mesure de courant tels qu'une cage de Faraday et un moniteur d'électrons à émission secondaire et, de plus, un deuxième électro-aimant prévu pour rendre des services multiples. Le spectromètre donne un champ maximum de 16 000 Oe avec un rayon de courbure moyen de 55 cm et une déviation de 180°. L'indice de variation radiale du champ est $n = 1/2$ pour obtenir la double focalisation dans les plans parallèles et perpendiculaires au champ magnétique. Les particules d'énergies différentes sont focalisées en des endroits différents sur un plan de focalisation, qui est déterminé par le calcul ou par l'utilisation, du faisceau d'électrons de l'accélérateur. Un étalonnage absolu du spectromètre a été fait avec une source de particules α. Cet étalonnage sera répété prochainement et doit donner une précision de 1/2 000. L'alimentation en courant du spectromètre est stabilisée à 1/10 000 ; le champ magnétique est mesuré par une bobine tournante qui

sert à interpoler entre des points d'étalonnage absolus donnés par une sonde de résonance magnétique de protons.

Le spectromètre est monté verticalement sur une tourelle qui permet sa rotation autour de la chambre de cible. La rotation est télécommandée de la salle de contrôle où la position du spectromètre est enregistrée. L'axe de rotation passe par un foyer du système magnétique d'extraction du faisceau. Les cibles se trouvent sous vide à l'intersection du faisceau d'électrons et de l'axe de rotation du spectromètre. La chambre de cible, télécommandée également, permet la rotation et l'échange de la cible.

La résolution en énergie du spectromètre est déterminée par une fente verticale montée au foyer, derrière laquelle se trouve le compteur (un compteur Čerenkov pour les électrons, par exemple). Un spectre est tracé en enregistrant le taux de comptage en fonction du champ magnétique. La durée de la mesure peut être diminuée si on utilise un compteur « échelle » qui consiste en une série de petits compteurs scintillateurs situés sur le plan de focalisation. Chaque compteur enregistre une portion du spectre, la résolution dépendant surtout de la dimension verticale. Le modèle en construction actuellement a dix canaux et est prévu pour la mesure des spectres d'électrons diffusés élastiquement et inélastiquement par des noyaux. Il est composé de dix scintillateurs, vus par des photomultiplicateurs, derrière lesquels se trouve un seul grand compteur Čerenkov qui est mis en coïncidence avec chaque scintillateur séparément. La coïncidence sélectionne donc les électrons relativistes et rejette les scintillations dues aux neutrons ou autres radiations parasites. Étant donné le bruit de fond élevé pendant l'impulsion de l'accélérateur, un temps de résolution de quelques nanosecondes est imposé, en plus d'un blindage important. Pour le compteur échelle à dix canaux, le système d'enregistrement est tout simplement dix échelles à Dekatrons, mais pour les futurs spectromètres équipés de compteurs échelles à 50 canaux, les spectres seront enregistrés sur un « kicksorter » à 100 canaux R. I. D. L. modifié.

Le courant d'électrons incident sur une cible est mesuré soit par une cage de Faraday, soit par un moniteur à émission secondaire. Le premier est formé d'un cylindre de plomb d'épaisseur suffisante pour absorber la cascade provoquée par un électron d'énergie 500 MeV. Ce cylindre sous vide est polarisé à quelques centaines de volts pour réduire les pertes de charge dues aux électrons secondaires ou à l'ionisation de l'air. La cage de Faraday est une source importante de photoneutrons et donc souvent inutilisable dans une expérience de faible rendement. On préfère utiliser le moniteur à émission secondaire, qui produit très peu de photoneutrons, et arrêter le faisceau ensuite dans un « beam-stopper », conçu pour produire le moins de neutrons possible. Ce moniteur consiste en une série de feuilles très minces d'aluminium que le faisceau traverse en provoquant l'émission d'électrons secondaires qui sont collectionnés par un champ électrique. Le moniteur a été étalonné sur la cage de Faraday. Son rendement est une fonction partielle de l'énergie du faisceau incident.

Un deuxième électro-aimant produit un champ maximum de 16 000 Oe dans un volume $55 \times 30 \times 9 \text{ cm}^3$. Il est utilisé comme aimant purificateur d'un faisc[eau] de rayons de freinage (Bremsstrahlung) ou pour éta[blir] un deuxième canal magnétique pour la sélection[...] particules en coïncidence avec les électrons détectés [...] le spectromètre. Un hodoscope à fil flottant a été co[ns]truit pour la mise au point des systèmes magnétiq[ues].

La salle de contrôle contient les contrôles et [...] télécommandes pour le spectromètre et la chambre [...] cibles, et l'équipement d'enregistrement. L'équipem[ent] de mesure des courants provenant des moniteurs c[on]siste en un intégrateur automatique, qui peut co[m]mander les échelles ou autre appareillage, et un in[té]grateur manuel. Les échelles sont commandées [...] l'impulsion d'injection de l'accélérateur ou l'impuls[ion] du klystron pilote, à travers des circuits-portes [...] peuvent être phasés par rapport au fonctionnement [de] l'accélérateur. Par exemple, la détection de méson[s] est facilitée si l'on utilise la décroissance des méson[s] avec une durée de vie de 2,2 μs. On détecte les él[ec]trons de $\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \bar{\nu}$ après le passage de l'i[m]pulsion de l'accélérateur (durée 1 μs) pendant [...] périodes convenables établies par l'ouverture succ[es]sive de circuits-portes. La salle de contrôle conti[ent] aussi les amplificateurs, alimentations à haute tensi[on], circuits de coïncidences, etc., associés avec les com[p]teurs. Puisque les salles d'expérience et de contrôle so[nt] séparées par 15 m de terre et de ciment, nous avons [...] installer des dizaines de kilomètres de câbles et de f[...]

Maintenant, je passe à l'installation conçue pour [la] salle de 500 MeV. Nous avons projeté un appareilla[ge] qui satisfera les demandes suivantes :

1° grande flexibilité dans l'utilisation des élect[...] aimants individuels ;

2° possibilité d'utiliser l'appareillage dans la sa[lle] de 1 GeV dès que l'accélérateur y arrivera, éta[nt] donnés les délais de fabrication et d'installation all[ant] d'un an à deux ans ;

3° possibilité d'avoir un instrument pouvant [ré]pondre spécifiquement aux conditions d'expérience [à] 500 MeV et à 1 GeV.

L'instrument que nous avons choisi est un spect[ro]mètre à triple focalisation, c'est-à-dire tel que [...] foyers vertical, horizontal et énergétique soient co[n]fondus. Il est formé de trois aimants séparés, do[nt] deux identiques avec déviation de 110°, indice [de] champ $n = 0{,}33$ et $B\rho = 500$ MeV/c. Notre intenti[on] est d'utiliser les deux aimants identiques d'abord da[ns] la salle de 500 MeV, où ils seront utilisés en coïncide[nce] ou tout simplement comme spectromètres avec [...] compteurs échelles. Le troisième aimant serv[ira] d'aimant-balai pour la salle de 500 MeV. Ces aima[nts] seront livrés dans le courant de 1960.

Dès que l'accélérateur atteindra 1 GeV, les tr[ois] aimants seront montés dans un seul spectromètre [à] triple focalisation. Les avantages de ce spectromè[tre] sont :

un foyer de très petites dimensions (pour une sou[rce] ponctuelle) ;

une large séparation (5,5 m) entre source et foy[er] permettant l'interposition d'un blindage importa[nt]. Nous espérons donc obtenir un bruit de fond t[rès] réduit, condition nécessaire pour l'étude des secti[ons] efficaces très petites.

Programme expérimental. — J'aimerais d'abo[rd] parler des expériences qui seront entreprises dès [...]

accélérateur marchera de nouveau. Ces projets visent surtout l'utilisation de la salle de 250 MeV. Nous étudierons la diffusion élastique ou inélastique d'électrons sur des noyaux des couches p et d, tels que ^{14}N, ^{16}O, ^{24}Mg et ^{25}Mg, etc. La section efficace est donnée par l'expression

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\cdot}{2E_0}\right)^2 \frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)} \frac{|F(q)|^2}{1 + \frac{2E_0}{Mc^2}\sin^2(\theta/2)} \equiv \sigma_{\text{Mott}}|F(q)|^2,$$

où $[F(q)]^2$, le facteur de forme, rend compte du fait que l'électron peut pénétrer dans le noyau et donc subir une interaction coulombienne moins forte. L'expérience détermine $[F(q)]^2$ en fonction du transfert de quadrimoment q pendant le choc de l'électron au noyau. La valeur expérimentale de $[F(q)]^2$ est comparée à celle calculée d'après des hypothèses sur la distribution de charge dans le noyau.

La diffusion électron-proton est un cas fondamental. Un calcul relativiste donne, pour la section efficace,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{\text{Mott}} \times$$
$$\times \left\{ F_1^2 + \frac{\hbar^2 q^2}{4M^2c^2}\left[2(F_1 + KF_2)^2 \operatorname{tg}^2(\theta/2) + K^2F_2^2\right] \right\},$$

où F_1 et F_2 sont les facteurs de forme, fonctions de q, correspondant respectivement au proton considéré comme une particule de Dirac et au moment magnétique anormal du proton. Cette formule montre que la diffusion par la distribution de moment magnétique devient importante pour de grandes valeurs de q.

Des expériences faites à Stanford ont démontré l'importance de la diffusion électron-moment magnétique et les résultats conduisent à des valeurs de F_2 pour q élevé. Il nous paraît intéressant de mesurer F_2 pour de petites valeurs de q, ce qui est possible si on détermine la section efficace à 180°. Le terme qui reste important dans l'expression ci-dessus est proportionnel à q^2 et $(F_1 + KF_2)^2$. Pour q faible, $F_1(q)$ est connu avec une assez bonne précision, donc on peut déduire la valeur de $F_2(q)$. La diffusion à 180° sera réalisée à l'aide de l'aimant purificateur.

Une troisième expérience dans cette salle consiste en la mesure de la polarisation des photoprotons résultant de la photodésintégration du deuton. Un faisceau de rayons de freinage frappe une cible de deutérium et le photoproton est sélectionné par le spectromètre. La mesure de l'angle d'éjection du proton et de son énergie détermine l'énergie du photon causant la désintégration. La polarisation du proton est mesurée par diffusion sur de l'hélium et la mesure d'une anisotropie azimutale de la distribution angulaire. L'expérience sera faite pour une gamme d'énergies incidentes et d'angles. Les renseignements tirés portent sur trois incertitudes : l'interaction photo-deuton, l'état final du système neutron-proton et le pourcentage d'état-d dans l'état fondamental du deuton.

Nous prévoyons une importante utilisation des deux aimants à 500 MeV/c, en coïncidence, dans la salle de 500 MeV. Les expériences considérées sont :

1° production à large angle de paires ou de rayonnement de freinage ;

2° photoproduction de paires de mésons μ

3° mesure de $\pi^0 \to e^+ + e^-$;

4° détermination du facteur de forme du pion et du système pion-nucléon, coïncidences électron-pion ;

5° électrodésintégration des noyaux avec coïncidence électron-particule chargée ;

6° mesure de la section efficace pour la diffusion électron-neutron.

L'intérêt de la première expérience reste dans la possibilité de fixer une limite à la validité de l'électrodynamique quantique. La théorie actuelle est basée sur l'idée d'une interaction locale ou ponctuelle entre une charge et le champ électromagnétique. On a souvent attribué les difficultés de divergence dans de telles théories à cette hypothèse fondamentale. Il est donc très important de faire des expériences conçues pour voir si l'interaction entre deux charges suit la loi de Coulomb jusqu'aux plus petites séparations. En général, il faut une interaction avec un grand transfert de quadrimoments pour contrôler la loi à faible distance. L'expérience la plus directe serait la diffusion électron-électron, mais le transfert de quadrimoment dans la diffusion d'un électron rapide par un électron au repos dans le laboratoire est

$$\Delta q = (q_\mu q^\mu)^{1/2} = \frac{2E_0/c \sin(\theta/2)}{\left[1 + \frac{2E_0}{mc^2}\sin^2(\theta/2)\right]^{1/2}} \leq (2m_0 E_0)^{1/2}$$

et même pour $E_0 = 1$ GeV, $\Delta q < 30$ MeV/c, ce qui correspond à une largeur $l = \hbar/\Delta q > 6 \times 10^{-13}$ cm. Or, la théorie semble être bien vérifiée pour des séparations de l'ordre de 10^{-13} cm par la correspondance entre le calcul et l'expérience de phénomènes tels que le déplacement de Lamb dans l'hydrogène ou le moment magnétique anormal à l'électron. L'étude de la diffusion de Møller aux énergies dont nous disposerons sous peu, serait donc insensible à une modification de la loi de Coulomb. Un processus capable de fournir un grand transfert de quadrimoment est la production à larges angles de paires d'électrons ou de rayonnement de freinage sur l'hydrogène. La masse du noyau sert à ancrer le centre de gravité de l'interaction représentée par les diagrammes de Feynmann (*fig.* 1).

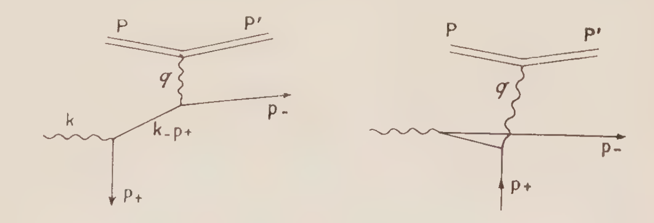


Fig. 1.

La modification de la loi de Coulomb se traduit dans la théorie covariante par une modification au propagateur du photon ou de l'électron virtuel. Une expérience a été faite à Stanford où l'on a mesuré la section efficace pour la production d'un positon à 90° par un photon de 140 MeV. Pour ces conditions $\Delta q \simeq 150$ MeV/c et, dans l'interprétation du résultat, on a dû corriger le calcul, pour le diagramme intéressant, par le facteur de forme du proton $F(q)$ déterminé par l'expérience diffusion électron-proton. Pour éviter ceci, nous voulons détecter en coïncidence l'élec-

tron et le positon produits symetriquement suivant le diagramme de la figure 2, où l'électron intermédiaire

Fig. 2.

Fig. 3.

aura un moment de 200 MeV/c (angle de production 30°). Une section efficace connue à 10 % permettra une limite de 3×10^{-14}.

La mesure du rapport de branchement

$$r = \frac{\pi^0 \to e^+ + e^-}{\pi^0 \to \gamma + \gamma}$$

est, si on peut avoir confiance dans l'électrodynamique quantique, une sonde pour déterminer l'extension du pion neutre. Si on considère que le pion se désintègre selon le diagramme de la figure 3, c'est-à-dire par l'émission de deux photons virtuels, le rapport r est une fonction de la structure de l'interaction représentée par le cercle. Dans le calcul, la structure est représentée par un facteur de forme, fonction d'un transfert de quadrimoment. L'émission de photons intermédiaires virtuels est limitée par ce facteur de forme, mais l'émission de photons réels ne l'est pas puisque le transfert $q_\mu q^\mu$ est zéro. Il faudrait faire l'expérience de la détection de l'électron et du positon en coïncidence, chacun avec une énergie $M_\pi/2$. La sélection en énergie doit être précise pour éviter un bruit de fond dû à la production de paires par

$$\pi^0 \to \gamma + e^+ + e^-.$$

Les expériences (4) et (6) sont considérées, suivant la suggestion de Chew et Low à propos de l'utilisation de particules instables comme cibles. Au lieu d'une cible de pions ou de neutrons libres, on utilise les pions virtuels qui entourent le proton ou le neutron lié au proton dans le deuton. L'interprétation de telles expériences est compliquée par la présence du proton et l'interaction des particules avec celui-ci. Cependant, les conditions d'une expérience peuvent être arrangées de façon telle que le proton joue le rôle de spectateur. Ceci se produit surtout près d'un pôle dans la matrice -S. Par exemple, Chew et Low calculent la section efficace électron-deuton dans la forme

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial p^2 \, \partial w^2} = \frac{C}{(p^2 - p_0^2)^2} F(w^2, p^2),$$

où $F(w^2, p^2)$ est fonction de deux invariants relativistes, p^2 est le carré invariant de la différence de quadrimoment des particules cible et spectateur ; w^2 est le carré de l'énergie totale de toutes les particules sortantes dans leur système barycentrique. Ces auteurs montrent ensuite que la fonction $F(w^2, p^2)$ a la valeur

$$F(w^2, \alpha^2) = \frac{4}{M_p} \frac{\alpha}{1 - \alpha r_0} \sigma_{eH}(w)$$

au pôle donné par $p_0^2 = -\alpha^2$, c'est-à-dire au pôl correspondant à l'énergie de liaison du deuton. Dan l'expérience suggérée par le calcul, il faut mesure $\partial^2\sigma/\partial w^2 \partial p^2$ pour une valeur fixe de w^2 et en fonc tion de p^2. L'expérience peut être programmée pou détecter l'électron et le proton de recul en coïncidenc avec les énergies correspondantes.

Pour le cas de l'électroproduction de mésons π, l diagramme de la figure 4 donne suite à un pôle dan la section efficace.

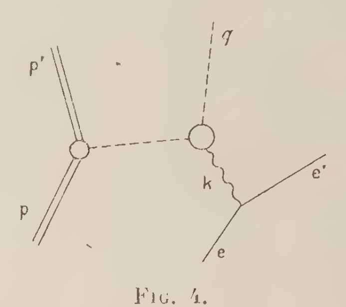


Fig. 4.

Le carré du transfert de quadrimoment au nucléo $\Delta^2 = -(p - p')^2$ entre dans l'expression pour l'am plitude correspondant à ce diagramme. L'hypothèse es faite que cette amplitude a un pôle isolé à $\Delta^2 = -\mu^2$ dont le résidu est le facteur de forme électromagnétiqu du pion multiplié par un coefficient connu d'origin cinématique. Donc, il faut mesurer en coïncidenc l'électron inélastique et le pion positif en programman leurs énergies.

IV. Équipements pour l'exploitation expérimentale de Saturne.

(*)

1. — Les expériences de compteurs auprès de Saturne ;

présenté par M. G. Valladas,

Service de Physique Corpusculaire à Haute Énergie, Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

Le but de cette communication est de donner un idée de l'état d'avancement de la technique des comp teurs utilisés auprès de Saturne et tout spécialemen de l'électronique rapide. La substance de cet exposé es l'œuvre de mes collègues de Saclay et de l'École Poly technique (1).

Pour serrer de près les problèmes posés par la phy sique, je commencerai par décrire le dispositif utilis dans la mesure de la section efficace totale π-nucléo dont M. Detœuf a parlé ce matin. Cela fournira u cadre à des commentaires sur l'instrumentation et s caractéristiques. Je décrirai ensuite une expérienc faite en collaboration avec nos collègues de l'Éco Polytechnique sur la production des K^+.

(1) Groupe d'électronique de l'École Polytechnique Mme Bohy, MM. Allard, Fotino, Kayas, Jauneau, Morelle Perreau, Vaguelsy. Groupe d'électronique du S. P. C. H. E MM. Banner, Brisson, Detœuf, Falk-Vairant, van Rossum Thevenet, Turlay, Valladas.

Les mesons incidents sont détectés (²) par le télesope de scintillateurs S_1, S_2, S_3, S_4 qui a pour but de éfinir leur trajectoire après l'analyse magnétique et e séparer les π^+ des protons par différence de temps-e-vol entre les compteurs extrêmes. Sur 7 m environ, 1 000 MeV/c, la différence de temps-de-vol π^+-proton st de 9 ns. Les mésons π qui n'ont pas interagi sont étectés par S_5.

L'ensemble du dispositif électronique, y compris les limentations en tensions stabilisées des photomulplicateurs, se trouve dans la salle de commande des hysiciens. Le groupement de toute l'électronique en n lieu unique, accessible pendant le fonctionnement e la machine, a le grand intérêt de rendre plus faciles églage et surveillance des instruments, mais oblige à ransmettre les impulsions courtes fournies par les hotomultiplicateurs sur des distances plus grandes. e temps manque pour décrire les liaisons coaxiales tilisées entre le hall et la salle de commande. On rouvera des détails sur ce point et sur l'électronique n général dans le numéro spécial de *l'Onde Électrique* onsacré à Saturne (1959, **39**, 626). L'important est de oter ici que l'atténuation des impulsions fournies par e photomultiplicateur (durée $\simeq 5.10^{-9}$ s), sur des istances de l'ordre de 100 m, ne dépasse pas 20-30 %, e qui est très tolérable dans la présente expérience.

Dispositif électronique. — Pour un réglage aisé de la imultanéité des impulsions à l'entrée de C_1, on dispose le boîtes à retard ajustable de 0,5 en 0,5 ns par un ontacteur R (*fig.* 1).

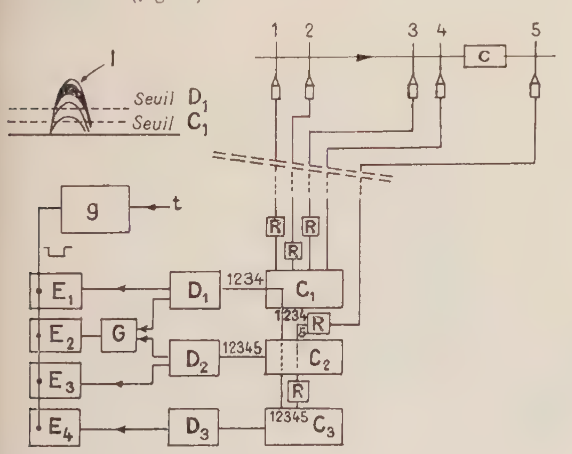


FIG. 1. — Mesure de la section efficace totale $\pi^{\pm}$ p. c, cible ; R, boîtes à retard ; C_1, C_2, C_3, circuits de coïncidence ; D_1, D_2, D_3, discriminateurs ; G, coïncidence lente ; E_1, E_2, E_3, échelles rapides (0,1 μs) ; E_1, comptage des π incidents ; E_2, comptage des π transmis ; E_3, échelle de contrôle ; E_4, échelle des coïncidences fortuites ; t, top de la machine ; g, générateur de porte ; I, impulsion de coïncidence 1, 2, 3, 4.

L'impulsion de coïncidence de C_1 est appliquée à C_2 qui détecte les π transmis. D_1 et D_2 sont des discriminateurs rapides fournissant des impulsions étalonnées en amplitude et en durée. L'échelle E_1 compte les π incidents. Les π transmis ne sont pas comptés directement à la sortie de D_2. En effet, le rendement de C_1 est un peu inférieur à 100 % des π traversant le télescope et dépend du seuil de fonctionnement du circuit recevant l'impulsion de coïncidence. Comme C_2 et D_1 ne peuvent avoir exactement le même seuil, le nombre de π incidents vus respectivement par D_1 et C_2 n'est donc pas le même ; c'est pourquoi les π transmis sont comptés par l'intermédiaire d'une coïncidence lente G dont le rendement est exactement 100 %. Tout méson π compté comme transmis, l'est donc comme π incident ; d'autre part le seuil de fonctionnement de C_2 pour les impulsions venant de C_1 est choisi inférieur à celui de D_1. Donc tout méson π compté par E_1 et traversant 5 est compté par E_2. La différence des nombres comptés par E_1 et E_2 correspond donc bien aux π qui ont interagi dans la cible. L'échelle E_3 est destinée au contrôle ; E_3 doit toujours compter plus que D_2, par définition. Les coïncidences fortuites sont mesurées par C_3, circuit identique à C_2, mais qui reçoit le signal de 5 avec un retard supplémentaire de 5.10^{-8} s.

(²) Voir en page 16 S la figure 1 de la Communication de M. Detœuf.

Les échelles sont mises en marche électroniquement par un signal-porte synchronisé sur la machine. Pour surveiller le bombardement de la cible (*fig.* 2), on dispose d'un télescope moniteur regardant dans la direction de celle-ci. Le moniteur est connecté à un intégrateur dont le signal de sortie est donc proportionnel à l'intensité instantanée des protons bombardant la cible. L'observation simultanée du signal-porte et du signal de l'intégrateur permet de surveiller à la fois l'instant, la durée du bombardement, la synchronisation correcte des échelles, comme le montre la figure 2.



FIG. 2.

Je vais donner maintenant quelques précisions sur les appareils que nous venons de voir.

Scintillateurs. — La figure 3 montre un scintillateur fait au laboratoire de technologie du S. P. C. H. E. La technique est classique. Une rondelle de polystyrène scintillant est ajustée dans un cadre de plexiglas, qui joue le rôle de conduit de lumière. L'ensemble est enveloppé de papier d'aluminium et fixé rigidement au photomultiplicateur par du ruban adhésif. La figure 4 montre le photomultiplicateur (rapide, à 14 étages, du type 56 AVP, Radiotechnique). On voit son blindage magnétique et la boîte d'alimentation.

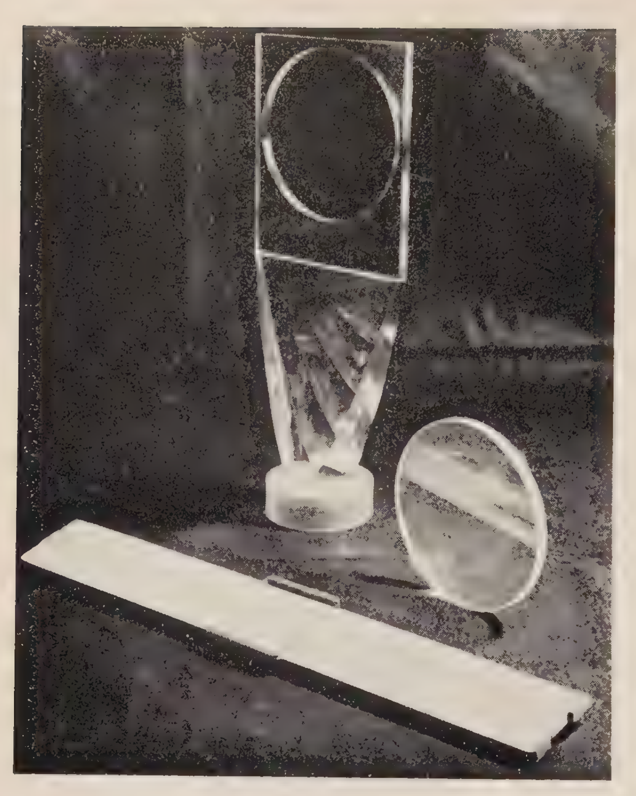


Fig. 3.

normal du Service de P. C. H. E. Ils permettent de faire des coïncidences sextuples ou triples suivant les types existants. Ces circuits ont un temps de résolution de 1 à 2 ns et peuvent accepter des fréquences instantanées de quelques 10^6 impulsions/s. L'utilisation des techniques d'amplification rapide, tout au long du circuit, permet d'obtenir des impulsions de coïncidence à la sortie, ayant pratiquement les mêmes caractéristiques que les impulsions fournies par les photomultiplicateurs et permettent donc de faire des coïncidences rapides entre plusieurs télescopes Pour illustrer ceci je vais décrire la mesure de la vitesse des protons de pollution du faisceau de π^+, par la méthode de temps-de-vol ; c'était là un des contrôles de l'énergie de notre faisceau.

Pour bien définir la direction des protons (et leur identité), nous utilisons le télescope déjà décrit (1) mais, au lieu de le régler sur les π^+, nous le réglons sur les protons. On dispose un compteur indépendant 4 le long du faisceau et on mesure le temps moyen de passage des protons dans 4 pour deux positions de ce compteur (*fig.* 5). Le repère dans le temps est l'impulsion de coïncidence 1, 2, 3. La différence des temps trouvés est le temps moyen mis par les protons pour traverser la distance L, d'où l'on déduit la vitesse. Pratiquement, pour connaître l'instant moyen du passage des protons dans 4, on mesure le nombre de coïncidences entre l'impulsion 1, 2, 3 et l'impulsion de 4 pour différents retards interposés entre 4 et le circuit de coïncidences. La figure 6 montre les courbes de coïncidence obtenues. On a porté en ordonnée le

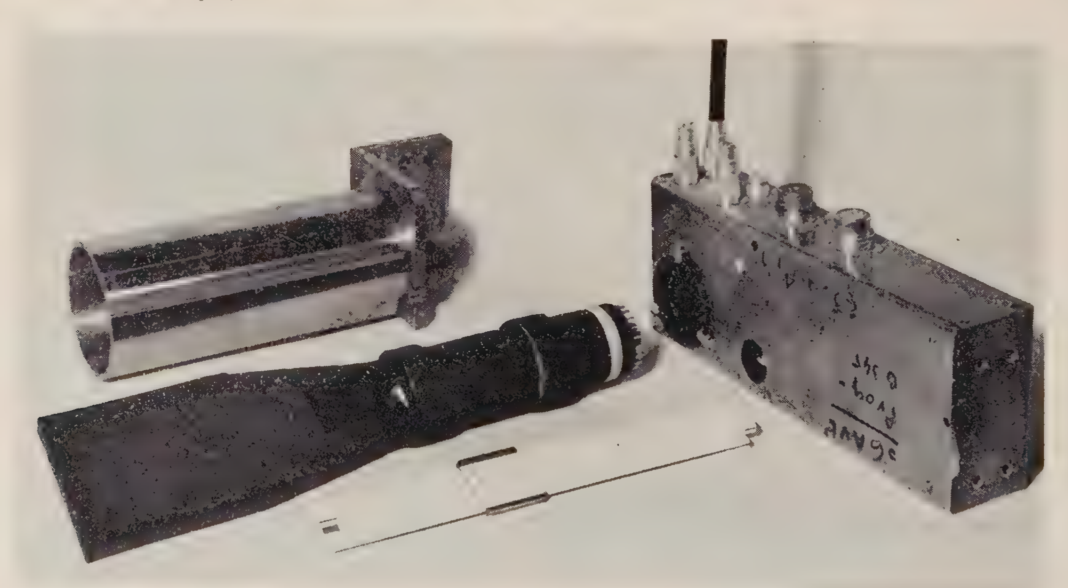


Fig. 4.

Les derniers étages sont shuntés par des capacités de forte valeur (8-16 μF) emmagasinant la charge non négligeable débitée par les dernières dynodes, à chaque cycle de la machine.

Les circuits de coïncidence (3) sont d'un modèle

nombre de coïncidences N_{1234}, normalisé au nombre de coïncidences 123, et, en abscisse, le retard de 4. Les barycentres de ces courbes, qui correspondent aux temps moyens, sont définis à $\pm\ 10^{-10}$ s. Soit l la différence des temps trouvés qui est, en fait, exprimée en longueur du coaxial utilisé pour produire le retard. On a la relation $\beta_p/\beta_{câble} = L/l$, β_p étant la vitesse des protons et $\beta_{câble}$ celle des impulsions dans le câble.

(3) déjà décrits dans les Comptes rendus du Colloque sur l'Électronique Nucléaire, Paris, septembre 1958, p. 233.

Pour éliminer toute erreur systématique, $\beta_{\text{câble}}$ est déterminé par le même dispositif en répétant la mesure sur les π du faisceau dont la vitesse est suffisamment bien connue (1 moins une petite correction). Pour cela, on règle le télescope sur les π. La valeur obtenue $p = 790 \pm 10$ MeV/c, compte tenu de la correction d'absorption d'une partie de l'énergie du faisceau par les scintillateurs, est en bon accord avec les résultats des autres méthodes.

La figure 7 montre la séparation entre les π^+ et les protons par un télescope quadruple à $p = 1\,600$ MeV/c. La base est 8 m environ. La courbe en pointillé correspond à un faisceau de protons pur obtenu en réglant l'énergie de la machine à une valeur où la production des π de moment 1 600 MeV/c n'est plus possible. Elle permet de voir que le résidu des protons comptés pour la valeur choisie du retard est inférieur à 1/100.

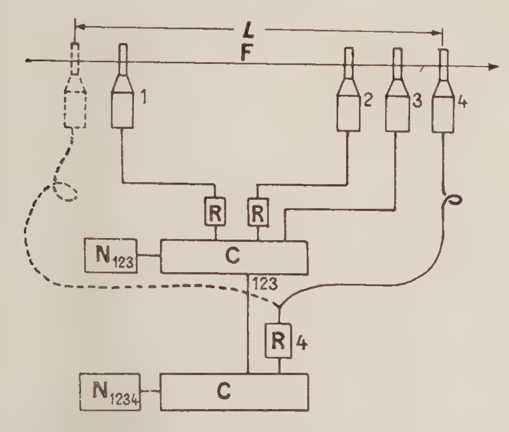


Fig. 5. — Mesure du temps-de-vol des particules sur la distance L. F, faisceau de protons ; 1, 2, 3, télescope fixe ; 4, compteur mobile ; N, circuits de comptage ; C, circuits de coïncidence.

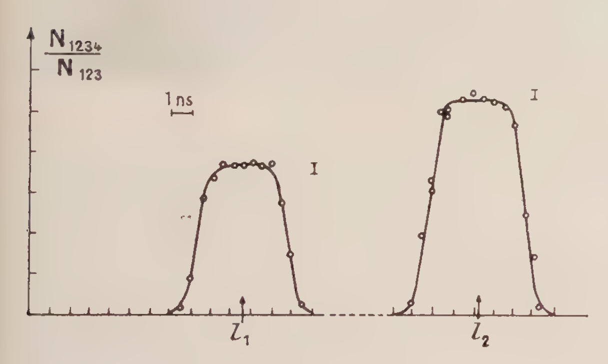


Fig. 6. $l_1 = 718{,}4$ cm ; $l_2 = 1\,453{,}9$ cm ; $l = l_2 - l_1 = 735{,}5 \pm 4$ cm ; $L = 697 \pm 1$ cm ; $\beta_{\text{câble}} = 0{,}675 \pm 0{,}003$. La relation $\beta_p/\beta_{\text{câble}} = L/l$ donne $\beta_p = 0{,}640 \pm 0{,}004$. D'où $p = 780 \pm 10$ MeV/c.

Le discriminateur rapide réalisé d'après J. Mey, du Département d'Électronique [4], fournit des signaux étalons de 4 V et de durée 5.10^{-8} s et peut fonctionner à des fréquences instantanées de 10^7 Hz. Le seuil de déclenchement est réglable entre 1 et 10 V.

[4] J. Mey, UCRL 8540.

La figure 8 montre le dispositif électronique. Deux types d'échelles rapides sont utilisées : des échelles Hewlett-Packard de fabrication américaine et des échelles de fabrication française, récemment venues du Département d'Électronique et qu'il est maintenant possible d'acquérir dans l'industrie. Le temps de résolution est 0,1 μs. Les échelles lentes utilisées sont des échelles comportant des tubes à gaz du type dékatron.

Les circuits de coïncidence réalisés par le groupe de l'École Polytechnique sont du type Wenzel et ont un temps de résolution un peu plus court que l'appareil décrit ci-dessus. Ce groupe a réalisé une échelle bien

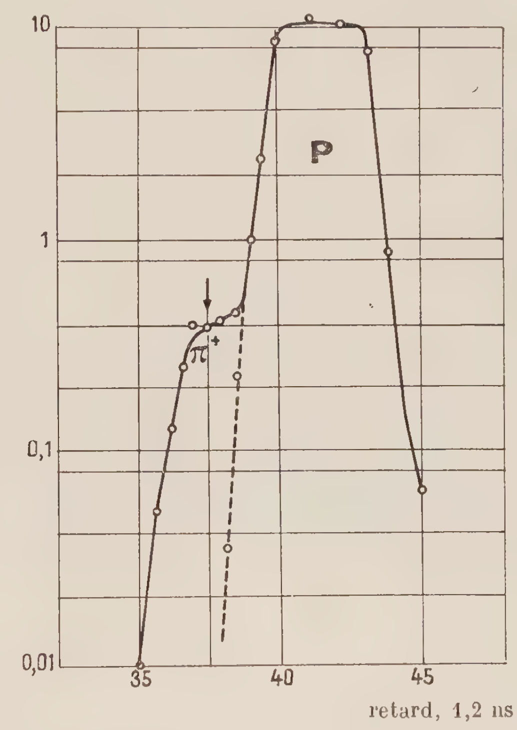


Fig. 7. — Courbe de temps-de-vol $p = 1{,}6$ GeV/c. En ordonnée, $N_{1234}/N_{\text{moniteur}}$.

adaptée au travail auprès de Saturne : comptage à des instants prédéterminés par signal extérieur, remise à zéro électrique, fonctionnement simple et sûr.

Je vais parler maintenant d'un dispositif permettant de détecter les K^+ dans le faisceau de 35° décrit par ailleurs.

La difficulté de cette mesure provient de ce que la fréquence des K^+ est très faible et leur vie moyenne trop petite (10^{-8} s) pour permettre l'utilisation des techniques classiques de temps-de-vol sur des distances suffisantes. Dans cette mesure, les π^+ et les protons du faisceau sont des particules parasites formant un « bruit de fond » considérable.

Un premier essai est fait à $p = 600$ MeV/c car, pour cette valeur du moment, les vitesses des particules qui composent le faisceau sont suffisamment différenciées pour permettre d'utiliser la technique des compteurs Čerenkov solides et liquides :

$$\beta_\pi = 0{,}97, \qquad \beta_K = 0{,}775, \qquad \beta_p = 0{,}54.$$

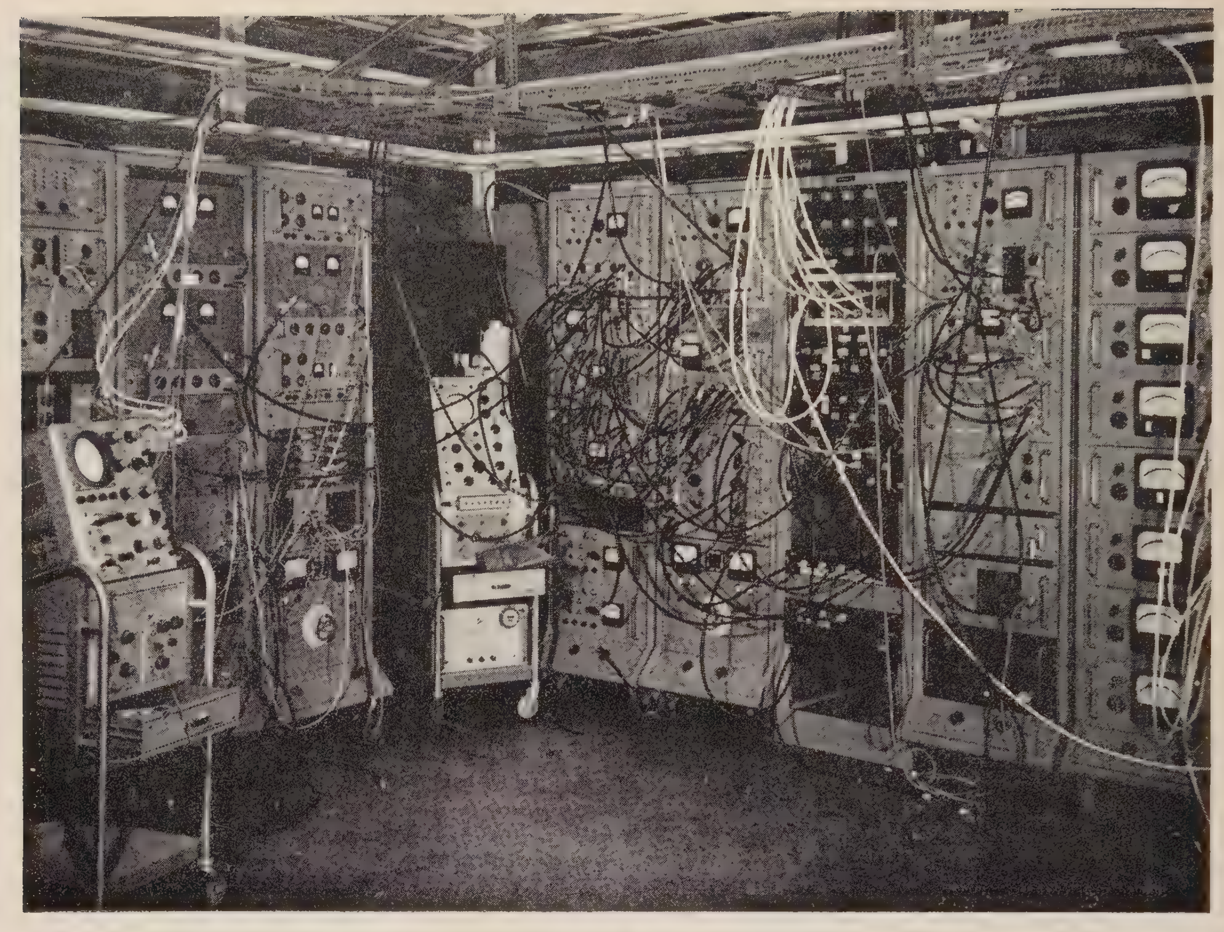


Fig. 8.

Il faut un compteur Čerenkov répondant dans une bande de vitesse qui comprenne les K mais exclut les π et les protons.

Le compteur à bande de vitesse le plus simple est le compteur Čerenkov du type Fitch dans lequel le seuil inférieur de la bande de vitesse est le seuil de l'effet Čerenkov, $\beta = 1/n$, où n est l'indice de réfraction du milieu utilisé.

Pour définir le seuil supérieur, on profite du fait que, dans un milieu réfringent de forme appropriée, *l'angle d'émission de la lumière croissant avec la vitesse*, il arrive un moment où la lumière émise subit la réflexion totale à la limite du milieu pour être ensuite absorbée.

Un disque de plexiglas, placé perpendiculairement au faisceau, dont la base du côté du faisceau et la surface latérale ont été noircies, et dont l'autre base, en contact avec l'air, est vue par un photomultiplicateur, répond ici au problème.

On a, en effet, $n = 1{,}5$,

$$\beta_{\text{seuil}} = 1/n = 0{,}666 > \beta_{\text{p}}.$$

D'autre part, $\theta_K = 31^\circ$ et $\theta_{\text{réflexion totale}} = 42^\circ$, ce qui donne $\beta_{\text{limite supérieure}} = 0{,}90 < \beta_\pi$.

La question semble donc résolue en plaçant un compteur Fitch le long d'un télescope et en enregistrant les coïncidences (1, 2, 3) C_K entre le télescope et le Fitch.

En fait, on compte ainsi, en plus des K^+, un nombre considérable d'autres particules et, plus particulièrement, des mésons π ayant subi une diffusion et qui, ne se déplaçant plus parallèlement à l'axe du faisceau, peuvent émettre de la lumière avec un angle d'incidence sur la base plus petit que l'angle limite de réflexion totale. Il faut dire aussi qu'une fraction non négligeable de la lumière émise par tout méson π parvient à sortir du cylindre par les effets suivants : résidu de réflexion diffuse de l'enduit noir, impuretés diffusantes dans le plexiglas, mauvais polissage de la base, etc. Tout compte fait, environ 10 % des mésons π sont encore comptés par le Fitch.

La deuxième étape consiste donc à détecter le passage d'un méson π avant qu'il atteigne le Fitch. Cela peut être fait par un simple compteur Čerenkov dont le seuil soit suffisamment haut pour ne pas voir les K. Ceci est réalisé avec le milieu suivant : le fluorocarbone, pour lequel $n = 1{,}276$ et $\beta_{\text{seuil}} = 0{,}784 > \beta_K$. On enregistre donc les événements (1, 2, 3) $C_K \overline{C_\pi}$ qui devraient bien être des K.

Cependant un nombre appréciable d'événements parasites subsiste, qui pourraient être les coïncidences

fortuites entre les protons traversant le télescope (puisque les π sont éliminés) et les particules parasites du hall expérimental détectées par le Fitch. Pour les réduire, la méthode la meilleure consiste à faire une anticoïncidence sur les protons. Cela est possible par la mesure de l'ionisation spécifique (le compteur Čerenkov est de réalisation trop difficile, $n = 1,85$). A 600 MeV/c un proton est environ deux fois plus ionisant qu'un K. On peut donc connecter un discriminateur D_p à l'un des compteurs à scintillation du télescope, avec son seuil réglé au-dessus des impulsions provenant des K^+ et limiter l'enregistrement aux coïncidences $(1, 2, 3)\ C_K\ \overline{C_\pi}\ \overline{D_p}$.

Un abaissement de l'énergie des protons de 2,6 à 1,3 GeV environ divise par 10 les coïncidences enregistrées dans ces conditions.

Dans l'état présent des choses, Jacques Teiger ([5]), qui a effectué les mises au point préliminaires, donne le résultat provisoire suivant : pour 3 cycles de la machine, soit environ $5 . 10^{10}$ protons, on trouve approximativement 2 500 protons, 600 π^+ et 2 K^+.

Le groupe de l'École Polytechnique met au point une méthode d'identification des K^+ dans laquelle un dispositif de temps-de-vol doit jouer un rôle important.

Avant de terminer, nous tenons à remercier les techniciens du S. P. C. H. E., particulièrement MM. Autones, Brehin, Carette, Ros et Thibaud, MM. Fiehrer, Prugne et leurs collaborateurs et enfin les membres du Département d'Électronique.

(*) 2. — Réalisation d'une chambre à scintillations ;

par M. J. Duflo,
Laboratoire de Physique Atomique et Moléculaire du Collège de France.

Le Laboratoire de Physique Atomique a entrepris de réaliser, en collaboration avec l'Observatoire de Paris et le Centre d'Études Nucléaires de Saclay, une chambre à scintillations, en utilisant la caméra électronique de Lallemand et Duchesne.

La lumière sera produite par des filaments d'iodure de césium, non activé, refroidi à — 180°, lorsqu'ils seront traversés par des particules ionisantes.

Ces filaments matérialiseront la trajectoire. La lumière est transmise à la caméra électronique par contact du scintillateur et de la photocathode réceptrice ou par l'intermédiaire d'une optique très ouverte.

Un gain de luminance est obtenu par l'emploi des techniques des émulsions nucléaires et l'utilisation d'une optique électronique de grandissement 1/10. Le bruit de fond est éliminé en réduisant les poses à 0,001 s.

Les premières tentatives pour l'obtention d'images auront lieu dès le début de 1960.

(*) 3. — Appareillage de mesures des photographies de chambres à bulles ;

par M. C. d'Andlau,
Laboratoire de l'École Polytechnique.

Les mesures de photographies de chambres à bulles posent des problèmes différents de ceux des mesures de photographies de chambres de Wilson. Avec ces dernières l'on prenait deux à trois mille photographies par mois, avec les chambres à bulles on en prend cinquante à cent mille par mois. D'où un grand nombre de phénomènes à mesurer en peu de temps. Afin que l'on puisse faire commodément des mesures, les pointés doivent être enregistrés directement par des codeurs qui transmettent les coordonnées des points à des machines à perforer. Ceci évite toutes les erreurs de lecture.

On est amené également à projeter les photographies sur un écran, afin de voir l'ensemble du phénomène à mesurer.

Divers perfectionnements techniques permettent de rendre automatiques certaines des mesures. La précision de tels appareils peut atteindre pour les pointés quelques microns à l'échelle de la photographie.

Un appareil ayant déjà ces caractéristiques est en fonctionnement au Laboratoire de M. L. Leprince-Ringuet.

Il est possible que, dans l'avenir, on cherche à construire deux types d'appareils : l'un précis mais moins rapide, l'autre plus précis et plus rapide.

(*) 4. — Programme de construction de chambres à bulles à hydrogène liquide du C. E. N. de Saclay ;

par M. P. Prugne,
Service de Physique Corpusculaire à Haute Énergie, Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

En 1958 le Centre d'Études Nucléaires de Saclay a entrepris la construction de deux chambres à bulles à hydrogène liquide : une chambre de forme cylindrique de 50 cm de diamètre apparent et une chambre de forme allongée de 81 cm.

Le Département du Synchrotron Saturne a été chargé de la réalisation de la chambre de 81 cm et le Service de Physique Corpusculaire à Haute Énergie de celle de 50 cm.

La chambre de 81 cm est une copie extrapolée et modifiée de la chambre Shutt de vingt pouces.

Celle de 50 cm étant d'un modèle original, il fut décidé de construire un modèle expérimental de 35 cm présentant la même structure.

En conséquence, la situation des chambres à bulles à hydrogène liquide au C. E. N. de Saclay se présente ainsi :

1° en cours de mise en service une chambre de 35 cm ;

2° en cours de construction deux chambres : une de 50 cm (mise en service prévue pour avril 1960) et une de 81 cm dont la mise en service est prévue pour la fin du premier semestre 1960.

Je décrirai sommairement la chambre de 81 cm à partir des rapports de MM. Maillet, Florent et Gregory et des entretiens que M. Florent a bien voulu m'accorder. En second lieu je m'étendrai un peu plus sur les chambres de 35 cm et 50 cm. La chambre de 81 cm est à deux glaces verticales et détente liquide. Le corps de la chambre est usiné à partir d'un seul bloc d'aluminium forgé. Le volume photographique de 780 mm de longueur, 286 mm de largeur et 320 mm de pro-

([5]) Détaché de l'Université de Caen.

fondeur présente la forme d'un parallélépipède terminé par deux demi-cylindres. Il est surmonté par un cône d'expansion de 60 cm de hauteur. Le piston de détente de 280 mm de diamètre est situé à la partie supérieure du cône d'expansion dans une région de champ magnétique faible. Les turbulences provoquées par la détente ayant lieu surtout dans le cône d'expansion (invisible), les trajectoires photographiées ne devraient présenter que de très faibles distorsions.

Le corps de chambre est placé au centre d'un tank à vide cylindrique de 2 m de diamètre et 90 cm de longueur. Il est entouré d'écrans portés à la température de l'hydrogène liquide et de l'azote liquide. La partie supérieure du tank à vide supporte les réservoirs de régulation thermique, le système de détente et le groupe de vide. Les deux extrémités sont fermées par des flasques circulaires qui font partie chacune d'une moitié de l'aimant. Chaque flasque porte une bobine de forme oblongue moulée dans l'araldite et qui se trouve enfermée entre la flasque et une joue en cuivre dans une enceinte où un vide primaire est entretenu.

Chaque demi-culasse de retour de flux magnétique constitue un chariot automoteur portant une moitié de l'aimant. En venant fermer le tank à vide, les deux chariots s'assemblent, bouclent le circuit de fer et constituent un seul ensemble compact automoteur et orientable, de 4 m × 4 m et 5 m de haut.

L'ensemble de l'aimant pèse environ 67 t (60 t de fer et 7 t de cuivre). Un champ de 19 000 Oe homogène à ± 1 % pourra être obtenu avec une puissance dissipée de 2,25 MW.

La structure de l'aimant permet l'éclairage en fond noir direct de la chambre, à travers les trous des culasses et des bobines, le flash étant d'un côté et les caméras de l'autre.

Le système de mise en température et régulation thermique est du type dit « bain-marie ». A partir du réservoir C un courant forcé d'hydrogène liquide circule dans le corps de l'aluminium tout autour de la cavité de la chambre. Cet hydrogène est maintenu à une température déterminée (27° K environ) très voisine de la température du liquide dans la chambre, par régulation de la pression dans C. Le défaut d'isolation thermique et le fonctionnement propre de la chambre provoquent l'évaporation continue du liquide du réservoir et il est nécessaire par intermittence de le réalimenter. Cela se fait à partir du réservoir R où l'hydrogène liquide à 20° K est amené par siphonnage. Une fois plein, R est isolé de l'extérieur, sa température est élevée jusqu'à ce qu'elle soit égale à celle de l'hydrogène dans C. Une vanne froide alors permet à l'hydrogène liquide de passer par gravité de R dans C. La consommation prévue est de 20 l/h environ.

Ce système de mise en température et de régulation doit permettre une homogénéisation très complète de la température du bloc d'aluminium.

Le volume total d'hydrogène, y compris réservoirs et circuits de régulation, est de 250 l, dont 131 l pour la chambre et son cône d'expansion. Le volume photographié est de 70 l environ.

Le système de détente, système Shutt à compression rapide, permet une durée totale du cycle expansion-recompression de 10 ms environ. Le fluide moteur utilisé est de l'hélium travaillant en circuit fermé au moyen d'un compresseur de 120 ch.

La structure de la chambre de 50 cm en ce qui concerne la géométrie du corps de chambre, l'isolation et la régulation thermiques, les systèmes de détente et l'optique, est exactement semblable à celle de 35 cm.

Ces chambres sont aussi du type à deux glaces verticales. Elles sont usinées dans des blocs de duralumin. La forme intérieure est sphérique ce qui facilite l'usinage et le raccordement du col de détente à la cavité.

Elles comportent deux circuits de refroidissement. Un premier circuit est percé dans le bloc et entoure complètement la cavité. C'est le circuit dit de pré-refroidissement. Il a plusieurs rôles. En premier lieu il permet de refroidir les blocs depuis la température ambiante jusqu'à 77° K par circulation d'azote liquide.

D'autre part, il peut être utilisé pour le réchauffage de la chambre par circulation d'un gaz chaud non condensable, hélium ou hydrogène, et il peut être utilisé aussi pendant le fonctionnement de la chambre pour une régulation fine de la température.

Le deuxième circuit de refroidissement qui groupe les réservoirs R et les deux cavités E constitue le système de refroidissement depuis 77° K jusqu'à 20° K et il constitue aussi l'appareillage principal de régulation thermique de la chambre en fonctionnement.

L'hydrogène liquide est amené automatiquement par un ensemble de tubes de transfert souples depuis les vases de Dewar de stockage jusque dans les réservoirs R. Ces réservoirs deviennent alors la source de froid de la chambre et les ensembles E constituent les échangeurs qui modulent l'apport de froid à partir de ces réservoirs jusqu'au liquide de la chambre.

Ils comprennent trois parties :

1° la partie inférieure constituée par la cavité percée dans le bloc à refroidir ;

2° la partie centrale qui est un volume étanche E, reliant le bloc aux réservoirs ;

3° la partie supérieure en cuivre de très haute conductibilité T sépare le volume intermédiaire E et le liquide bouillant à 20° K des réservoirs. Ce cuivre se trouve lui-même à 20° K. Il constitue le condenseur T. Le réglage de l'apport de froid est effectué de la façon suivante.

Lorsque le vide est fait dans la partie centrale, le seul apport de froid vient de la conductibilité propre du tube de liaison en acier inoxydable ; il est donc négligeable.

On permet le passage du froid en introduisant du gaz hydrogène dans le volume E. Le gaz se liquéfie sur le condenseur T, tombe en gouttelettes sur le métal de la chambre et se reévapore en refroidissant le bloc. L'hydrogène évaporé retourne se liquéfier sur le condenseur et il recommence le circuit. La chaleur cédée au condenseur, provoque l'ébullition de l'hydrogène liquide dans R et donc son évaporation qui traduit la consommation de la chambre. Il est évident que la quantité de froid échangée dépend de la quantité du fluide de transfert, cette quantité se commandant très facilement à partir de vannes à température ambiante.

Par ce moyen une personne entraînée stabilise facilement la température de la chambre à ± 0,1° K.

La stabilisation fine peut être obtenue automatiquement par le procédé suivant. La charge dans les échangeurs est réglée de façon qu'elle ne soit qu'à peine plus importante que cela est nécessaire. La chambre se refroidit. Pour la maintenir en température il suffit de ne lui apporter que très peu de chaleur par un système

yant très peu d'inertie et qu'il est facile d'asservir la température de la chambre, par exemple :

a) introduction de gaz dans la chambre elle-même ;

b) circulation d'hélium chaud dans le circuit de préefroidissement.

Comme nous avons constaté qu'en cours de fonconnement il n'existe pas de gradient notable de temérature entre le haut et le bas de la chambre, l'on peut spérer stabiliser la température du liquide avec une récision de l'ordre de 0,05° K.

Le remplissage des chambres se fait directement vec de l'hydrogène liquide. La durée de remplissage our la chambre de 35 cm est d'une dizaine de minutes. ans le cas de fonctionnement avec deutérium le remlissage est prévu par condensation du gaz à l'intérieur e la chambre.

Les blocs de chambre sont entourés d'écrans therniques à la température de l'azote liquide et placés ans la partie centrale de l'enceinte à vide.

Sur la partie supérieure de la chambre à vide sont uspendus les réservoirs, les tubes de commande et le col e détente qui supporte lui-même le bloc de chambre.

Le col est conçu de façon à permettre l'enlèvement u la remise en place de l'ensemble du système mobile ans avoir à ouvrir l'enceinte à vide et démonter la hambre. Le col est un cylindre en inox amagnétique 'épaisseur aussi faible que possible. Le système mobile e compose du piston froid qui détend et comprime hydrogène liquide, du piston moteur qui est à tempéature ambiante et de la tige de liaison. L'ensemble de équipage est amagnétique, ses dimensions calculées au lus juste, afin que sa masse soit aussi faible que ossible (7 kg pour la chambre à bulles à hydrogène e 35 cm et 11 kg pour la chambre à bulles à hydroène de 50 cm).

En ce qui concerne le mode d'expansion et de recomression, le système est inspiré de celui de la chambre hutt.

L'expansion est provoquée par un accroissement apide de pression sous le piston moteur qui comprime e gaz se trouvant au-dessus de lui. Ce matelas de gaz omprimé en se détendant recomprime l'hydrogène iquide.

Ces mouvements sont commandés par deux groupes le deux vannes rapides pour la chambre à bulles à ydrogène de 35 cm et six groupes de deux vannes apides pour la chambre à bulles à hydrogène de 50 cm.

Le cycle total peut être effectué en 10 ms. Pour imiter les effets des forces d'inertie sur les liaisons les différentes parties de la chambre et sur l'équipage nobile lui-même, l'ensemble du dispositif est complété par un système amortisseur. Une masse lourde et nobile absorbe la plus grande partie de l'impulsion au noment de l'arrêt du piston au point haut et des amortisseurs limitent l'intensité du choc au point bas.

Quelques mots sur la technologie de l'étanchéité de a chambre. L'étanchéité des liaisons entre matériaux le coefficients de dilatation différents à très basse temérature est un problème ingrat. Nous l'avons résolu les façons suivantes. Les liaisons entre tubes se font vidémment par soudo-brasure. Quant aux raccords ur les blocs en duralumin ils se font simplement en pressant le joint (indium, téflon, plomb, cuivre, etc.) l'une façon élastique au moyen de rondelles souples genre « Belleville ». Le métal de ces rondelles devant tre amagnétique, notre choix s'est porté sur le bronze au beryllium. Ainsi quelles que soient les différences de contraction, le joint est toujours appliqué. Ces brides ne sont jamais bloquées ce qui leur permet de glisser l'une sur l'autre et limite tout risque de rupture.

Le champ magnétique de la chambre à bulles de 35 cm est fourni par une bobine de Helmholtz sans fer. L'intensité du champ est de 16 000 Oe avec 2,25 MW et 18 200 Oe avec 3,2 MW.

Le poids de cuivre utilisé est de 2 t. Chaque élément de la chambre à bulles à hydrogène de 35 cm a un poids de 2 t environ. Le poids total est de 7 t. Le bâti-support est donc très simple, l'ensemble ne demande aucun moyen spécial pour sa manutention.

Le circuit magnétique de la chambre à bulles à hydrogène de 50 cm est d'un ordre de grandeur différent. Il fournira un champ magnétique de 25 000 Oe avec une puissance consommée de 4,5 MW. Son poids total est de 50 t : 10 t de cuivre et 40 t de fer. La partie fer comprend les coquilles (14 t) et les masses complémentaires (26 t), ces dernières pouvant être facilement enlevées et déplacées isolément. Les coquilles qui servent de frettes aux bobines supportent les deux joues de l'enceinte à vide.

Les aimants ont été étudiés par M. Tsai. Tout l'ensemble de l'appareillage de la chambre à bulles à hydrogène de 50 cm, soit la chambre elle-même, l'enceinte à vide, les bobines et coquilles en fer, les groupes de vide, les compresseurs à détente et les tableaux de commande, sera installé sur un chariot autoporteur. Les coquilles et les masses complémentaires y sont disposées sur des glissières. Pour accéder à la chambre elle-même, les deux ensembles bobines s'écartent en laissant au centre la chambre suspendue dans la partie centrale de l'enceinte à vide.

Le chariot porteur peut amener toute l'installation en état de fonctionnement depuis son aire de montage jusqu'à l'aire d'expérimentation et pointer la chambre sur le faisceau. Deux hauteurs ont été prévues correspondant aux niveaux des faisceaux de Saturne et du grand accélérateur du C. E. R. N. Seuls les vases d'alimentation en azote liquide, hydrogène liquide et les masses complémentaires sont à réunir à l'appareillage une fois qu'il est en place.

Le poids total de l'installation est de 75 t environ, son encombrement est de 4,5 × 4,5 × 5 m.

L'appareillage des chambres de 35 cm et 50 cm se trouve complété par une centrale à deutérium. Cette centrale, qui comporte des réservoirs tampons de 8 m³, un dispositif de compression de 15 m³/h à 150 kg de pression, un groupe de vide et un système de purification, est installée entièrement sur une semi-remorque. Il est donc très facile de l'installer près d'une aire d'expérimentation et en très peu de temps.

En résumé, l'on peut dire que la conception générale de la chambre de 50 cm lui permet pratiquement de n'occuper l'aire d'expérimentation que le temps nécessaire à la préparation de l'expérience (blindage, définition du faisceau) et à l'expérience elle-même.

(*) 5. — Grande chambre à bulles à liquide lourd ;

par MM. M. Bloch, A. Lagarrigue, P. Rançon et A. Rousset,

Laboratoire de l'École Polytechnique.

Le laboratoire achève le montage d'une grande

chambre à bulles (100 × 50 × 50 cm³) dans un aimant dont le champ est de 20 000 Oe pour 2,25 MW. Cette chambre fonctionne avec des mélanges de propane et de liquides lourds dans les domaines de températures comprises entre 30° C et 80° C et de pressions jusqu'à 40 kg/cm². Avec un mélange de 50 % de propane et de 50 % de fréon (CF_3Br) la densité est 1 ; pour des trajectoires de l'ordre de 50 cm la détection des γ énergiques est de 80 % et la précision sur les mesures de moments est 10 %. Cette chambre doit effectuer une expérience à Saclay dans un faisceau de π^- de 1,1 GeV/c pour étudier les asymétries dans les désintégrations des hypérons. D'autre part, elle doit participer aux premières expériences à Genève auprès de l'accélérateur de 25 GeV en juin 1960.

En fin de séance, M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Alliot-Lugaz (Maurice), Licencié ès Sciences, Ingénieur Physicien, Société Rhodiaceta, Service Études Physiques, 45, rue du Tunnel, Lyon (5e), présenté par MM. F. Ecochard et J. Janin.

Amat (Émile), Agrégé de Physique, 12, rue Berthelot, Bry-sur-Marne (Seine), présenté par MM. P. Aigrain et A. Herpin.

Astier (André), Ingénieur au Corps des Ponts et Chaussées, Maître de Conférences de Physique à l'École Polytechnique, 30, rue de la Saussaye, Massy (Seine-et-Oise), présenté par MM. L. Leprince-Ringuet et G. Valladas.

Audoin (Claude), Agrégé de Sciences physiques, Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique, 3 *bis*, place de la République, Levallois-Perret (Seine), présenté par MM. P. Aigrain et A. Maréchal.

Mlle Aynard (Rose), Docteur ès Sciences physiques (Atomistique), Agent contractuel du Centre National de la Recherche Scientifique, 20, rue de la Harpe, Paris (5e), présentée par MM. R. Lucas et J. Lecomte.

MM. Blandin (André), Ancien élève de l'École Normale Supérieure, Agrégé de Sciences physiques, Attaché de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Pavillon H, Résidence Universitaire, Antony (Seine), présenté par MM. J. Friedel et A. Herpin.

Boucher (Bernard), Licencié ès Sciences, Ingénieur au Centre d'Études Nucléaires de Saclay, 30, rue Jean Jaurès, Eaubonne (Seine-et-Oise), présenté par MM. A. Abragam et A. Herpin.

Braillon (Bernard), Ancien élève de l'École Normale Supérieure, Agrégé de Physique, Assistant à la Faculté des Sciences de Caen, 14, rue Haute, Caen (Calvados), présenté par MM. P. Aigrain et A. Maréchal.

Chappert (André), Agrégé de Sciences physiques, Professeur au Lycée C. Bernard, Paris, classe d'E. N. S. I., 64, boulevard Soult, Paris (12e), présenté par MM. V. Chappert A. Maréchal.

David (Jean-Pierre), Licencié ès Sciences, Ch de Travaux à la Faculté des Sciences d'Alge chez M. Loison, 6, cité Bobillot, Alger, pr senté par MM. M. Perrot et A. Blan Lapierre.

Dejussieu-Pontcarral (Pierre), Général Corps d'Armée (C. R.), Ingénieur E. S. F Grand Officier de la Légion d'Honneur, Con pagnon de la Libération et Médaillé Militair 66, boulevard Raspail, Paris (6e), présen par MM. J. Yvon et P. Aigrain.

Divrechy (Albert), Licencié ès Sciences, Assi tant à la Faculté des Sciences, Faculté d Sciences, Dakar (Sénégal), présenté p MM. S. Robin et J. Robin.

Mlle Duveau (Nanine), Licenciée ès Sciences, D plômée d'Études supérieures de Scienc physiques, Ingénieur Physicien, Société Rh diaceta, Service Études physiques, 45, r du Sergent Michel Berthet, Lyon (5e), pr sentée par MM. F. Ecochard et J. Janin.

M. Englander (Marcel), Ingénieur E. P. C. I. E. N. S. P., Ingénieur Docteur, 59, rue Fro devaux, Paris (14e), présenté par MM. J. Yvo et F. Netter.

État-Major Général de la Marine, Divisio « Navires-Armes », Section Scientique, 2, r Royale, Paris (8e), présenté par MM. Y. R card et P. Aigrain.

M. Garron (Jean-Pierre), Attaché de recherch au Centre National de la Recherche Scient fique, 66, rue Larochefoucault, Paris (18 présenté par MM. M. Riou et M. Gusakow.

Mlle Gauthier (Simone), Professeur agrégée, 6, r Debray, Amiens (Somme), présentée p MM. P. Aigrain et A. Maréchal.

MM. Gonella (Jean), Agrégé de Physique, Chef Travaux, Faculté des Sciences, place Vict Hugo, Marseille (3e), présenté par MM. Rouard et P. Bousquet.

Gregory (Bernard P.), Professeur de Physiq à l'École Polytechnique, 17, rue Descarte Paris (5e), présenté par MM. L. Leprinc Ringuet et G. Valladas.

Gros (Yves), Agrégé de Physique, Assistant la Faculté de Grenoble, 20, boulevard de Libération, Romans (Drôme), présenté p MM. P. Aigrain et A. Maréchal.

Mlle Heyndryckx (Paula), Docteur ès Scienc Chargée de recherches aux Usines Sovir B. P. n° 4, Nemours (Seine-et-Marne), pr sentée par MM. P. Aigrain et R. Chabbal.

Institut de Biologie Physico-Chimique, Labor toires de Recherches, 13, rue Pierre Cur Paris (5e), présenté par MM. J. Yvon P. Aigrain.

MM. Jacmart (Jean-Claude), Attaché de recherch au Centre National de la Recherche Scien fique, 46, quai Henri IV, Paris (4e), pr senté par MM. R. Riou et M. Gusakow.

Joly (René), Ingénieur de l'École Pol technique, Licencié ès Sciences, Docteur Sciences E. P. F. Zurich, « L'Ermitage

Senlisse par Dampierre (Seine-et-Oise), présenté par MM. J. Yvon et G. Vendryes.

LAGRANGE (Jean-Marie), Stagiaire de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences, B. P. nº 1, Orsay (Seine-et-Oise), présenté par MM. R. Basile et M. Gusakow.

LAUNEY (Jacques), Stagiaire de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 153, rue du Val de Saire, Cherbourg (Manche) présenté par MM. G. Ribaud et A. Colombani.

LOUPIAS (Rogre), Licencié ès Sciences, Agrégé de Physique, Professeur au Lycée de Rodez, École Publique de Salles-la-Source (Aveyron), présenté par MM. A. Maréchal et A. Kastler.

MAURIN (Jacques), Polytechnicien, Ingénieur en Chef des Manufactures de l'État, Ingénieur en Génie Atomique, Professeur de Physique, 24, rue Jean Richepin, Lozère-sur-Yvette (Seine-et-Oise), présenté par MM. J. Vignal et M. Jouguet.

MAVRODINEANU (Radu), Docteur Chimiste, 112, Bellevue Place, Yonkers, N. Y. (U. S. A.), présenté par MM. P. Aigrain et A. Herpin.

MERCOUROFF (Wladimir), Agrégé ès Sciences physiques, Agrégé préparateur à l'École Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, Paris (5e), présenté par MM. P. Aigrain et A. Maréchal.

MICHAUDON (André), Ingénieur A. et M., Ingénieur Radio E. S. E., Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique, 7, domaine des Hocquettes, Suresnes (Seine), présenté par MM. J. Yvon et G. Vendryes.

POTTIER (Jacques), Ingénieur E. S. E., Licencié ès Sciences, Ingénieur, 50, rue de Châteaufort, Orsay (Seine-et-Oise), présenté par MM. M. Surdin et F. Netter.

PRÉVOT (François), Ingénieur Physicien, Diplômé de l'École Supérieure de Physique et Chimie de Paris, Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique, 27, rue Carnot, Antony (Seine), présenté par MM. P. Hubert et M. Trocheris.

PROMESUR S. A. (Directeur M. SPAHN), Instruments de Mesure, 19, rue Eugène Carrière, Paris (19e), présentée par MM. P. Aigrain et P. Barchewitz.

M. SERVENT (Jean-Marie), Ingénieur-Chef, Département Énergie Nucléaire de la Société l'Électronique Appliquée, 189, avenue du Maine, Paris (14e), présenté par MM. J. Yvon et P. Aigrain.

Société JARRE-JACQUIN, Recherches et Laboratoires, 18, rue Pierre Curie, Paris (5e), présentée par MM. P. Aigrain et A. Herpin.

MM. TEISSIER DU CROS (François), Docteur ès Sciences mathématiques, Professeur à l'École des Ponts et Chaussées, Ingénieur en Chef des Ponts et Chaussées, 40, rue Vaneau, Paris (7e), présenté par MM. M. Jouguet et J. Vignal.

VILLERS (Gérard), Ingénieur au Centre National de la Recherche Scientifique, 93, route des Gardes, Bellevue (Seine-et-Oise), présenté par MM. C. Guillaud et R. Vautier.

Sont admis comme Membres juniors :

Mlle DUBOUCHET (Claire), Professeur, Agrégée des Sciences physiques, 10, place du Ralliement, Angers (Maine-et-Loire), présentée par MM. P. Aigrain et A. Maréchal.

M. NIFENECKER (Hervé), Ingénieur de l'École Polytechnique, Licencié ès Sciences, 21, rue Bonnelais, Clamart (Seine), présenté par MM. J. Yvon et G. Vendryes.

SECTION SUD-EST
(*Lyon*)

SÉANCE DU 15 MAI 1959

(*) 1. — La recombinaison des paires électron-trou dans le germanium ;

par MM. G. MESNARD et A. DOLCE.

Nous avons opéré sur des barreaux de germanium monocristallin de bonne qualité, de type N, d'une résistivité de quelques ohms.cm, comprenant n_0 électrons et p_0 trous par unité de volume à l'équilibre thermodynamique. Nous avons créé des porteurs supplémentaires par la lumière (injection). Soient Δn et Δp les nombres d'électrons et de trous supplémentaires par unité de volume. La recombinaison des porteurs supplémentaires a surtout été étudiée jusqu'ici aux faibles niveaux d'injection ($\Delta n \ll n_0$). Nous avons examiné le cas des fortes injections ($\Delta n \gg n_0$). Dans ce but, nous avons éclairé l'échantillon à l'aide d'un flash électronique puissant. La durée de chaque éclair était assez longue (quelques millisecondes), ce qui permettait d'atteindre les conditions du régime permanent. Nous déduisons le taux de recombinaison U et la durée de vie τ de l'étude de la photoconductivité correspondant au régime permanent. Prenant $\Delta p = \Delta n$ (on sait que cette hypothèse est admissible tant que la température n'est pas trop basse) et négligeant p_0 devant n_0, la conductivité σ en présence de lumière s'écrit

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + c\frac{\Delta n}{n_0}\right),$$

d'où l'on tire

$$\sigma - \sigma_0 = \Delta\sigma = \sigma_0 \, c \, \Delta n / n_0,$$

avec

$$c = 1 + (\mu_p/\mu_n),$$

μ_n et μ_p étant les mobilités des électrons et des trous. D'autre part, en régime permanent,

$$U = \Delta n/\tau = \alpha L,$$

α étant un coefficient et L l'éclairement. D'où

$$\Delta\sigma/\sigma_0 = \alpha \, c \, \tau \, L/n_0.$$

Dans nos expériences on pouvait considérer les mobilités comme indépendantes de Δn et admettre que les porteurs injectés sont également répartis dans

la masse. On a atteint des valeurs de $\Delta\sigma/\sigma_0$ de l'ordre de 100.

L'étude aux forts niveaux d'injection apporte des indications précieuses sur le mécanisme de la recombinaison, comme pour les photoconducteurs usuels. Envisageons les divers mécanismes simples.

1. La recombinaison directe conduit à l'expression

$$U = A(\mathrm{np} - \mathrm{n}_i^2) \simeq A\ \Delta\mathrm{n}(\mathrm{n}_0 + \Delta\mathrm{n}),$$

n et p étant les concentrations des électrons et des trous, n_i la concentration des électrons pour le germanium intrinsèque et A un coefficient. On en tire la relation entre $\Delta\sigma$ et L :

$$A\,\mathrm{n}_0^2 \left(1 + \frac{\Delta\sigma}{c\,\sigma_0}\right) \frac{\Delta\sigma}{c\,\sigma_0} = \alpha\,L. \tag{1}$$

2. La recombinaison par effet Auger donne un résultat analogue.

3. La recombinaison par l'intermédiaire de pièges situés à l'intérieur de l'échantillon, conformément au mécanisme décrit par Shockley et Read [1], conduit, en ne considérant qu'une seule catégorie de pièges, à l'expression

$$U = \frac{\mathrm{N_t}\, C_\mathrm{n}\, C_\mathrm{p}(\mathrm{np} - \mathrm{n}_i^2)}{C_\mathrm{n}(\mathrm{n} + \mathrm{n}_1) + C_\mathrm{p}(\mathrm{p} + \mathrm{p}_1)}, \tag{2}$$

C_n et C_p étant les probabilités de capture par unité de temps pour les électrons et les trous, $\mathrm{N_t}$ la concentration des pièges, n_1 et p_1 les concentrations des électrons et des trous que l'on aurait si le niveau de Fermi coïncidait avec celui qui correspond aux électrons piégés. On en déduit

$$U = \alpha L \tag{3}$$

$$= \frac{\mathrm{N_t}\, C_\mathrm{n}\, C_\mathrm{p}\, \mathrm{n}_0^2 \dfrac{\Delta\sigma}{c\,\sigma_0}\left(1 + \dfrac{\Delta\sigma}{c\,\sigma_0}\right)}{C_\mathrm{n}\,\mathrm{n}_0 + C_\mathrm{p}\,\mathrm{p}_0 + C_\mathrm{n}\,\mathrm{n}_1 + C_\mathrm{p}\,\mathrm{p}_1 + \mathrm{n}_0(C_\mathrm{n} + C_\mathrm{p})\dfrac{\Delta\sigma}{c\,\sigma_0}}.$$

4. La recombinaison par l'intermédiaire de pièges superficiels doit être considérée à part. Une formule du type (2) est encore utilisable, mais on doit y introduire les valeurs $\mathrm{n_s}$ et $\mathrm{p_s}$ de n et p près de la surface, qui sont très différentes des valeurs internes. Le produit np est pratiquement le même qu'à l'intérieur, de sorte que le numérateur de U reste de la même forme qu'en (3). Dans le dénominateur de la formule du type (2) on peut négliger $\mathrm{n_s}$ devant $\mathrm{p_s}$ car la surface d'un échantillon de type N, normalement décapé et mis à l'air, est très riche en trous. Pour déterminer la variation de $\mathrm{p_s}$ avec l'injection, nous admettons que la charge de surface, et par suite la charge d'espace, ne change pas quand on envoie les éclairs (on sait que les électrons de la surface se trouvent, pour la plupart, dans des états ne donnant lieu qu'à des échanges lents avec l'intérieur). On trouve alors qu'on a sensiblement

$$\frac{\mathrm{p}_0}{\mathrm{n}_0}(\exp\,Y)\left(1 + \frac{\Delta\mathrm{n}}{\mathrm{p}_0}\right) + Y = \mathrm{Cte},$$

Y étant la hauteur de la barrière de potentiel spontanée à la surface exprimée avec kT/e pour unité. Cette relation se réduit pratiquement à

$$(\exp\,Y)\,\Delta\mathrm{n}/\mathrm{n}_0 = \mathrm{Cte}$$

et, comme

$$\mathrm{p_s} = \mathrm{p}\exp\,Y \simeq \Delta\mathrm{n}\exp\,Y,$$

on voit que le dénominateur de la formule (2) reste constant. Pour cela, l'injection ne doit pas être trop considérable.

L'expérience conduit à une proportionnalité entre $\Delta\sigma$ et $L^{1/2}$ aux fortes injections. Excluant la recombinaison directe et l'effet Auger, qui sont en accord avec ce résultat, mais dont on sait qu'ils interviennent peu dans le germanium, on peut admettre une recombinaison superficielle ou une recombinaison interne par pièges avec, dans la formule (3), un terme en $\Delta\sigma$ au dénominateur, petit par rapport à l'ensemble des autres termes. On observe toutefois souvent aux injections moyennes que $\Delta\sigma$ varie comme L^n avec $1/2 < n < 1$. Dans la mesure où n est assez voisin de l'unité, on peut alors faire appel à une recombinaison interne pour laquelle, au dénominateur de la formule (3), le terme en $\Delta\sigma$ est prépondérant ; dans ce cas, le fait d'obtenir aux injections plus fortes la valeur $n = 1/2$ indique que la recombinaison superficielle devient prépondérante.

La photoconductivité a été étudiée en fonction de la température. On a trouvé des valeurs de $\Delta\sigma/\sigma_0$ qui diminuent, pour un même éclairement, quand on abaisse la température à partir de la température ambiante. Cette variation renseigne sur les niveaux d'énergie associés aux pièges ; c'est ainsi qu'on a retrouvé le niveau bien connu du cuivre dans certains échantillons.

[1] Shockley (W.) et Read (W. T.), *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 835.

(*) 2. — Déterminations de températures portant sur des tubes électroniques (description et interprétation des observations) ;

par MM. G. Déjardin, G. Mesnard et R. Uzan,
Institut de Physique Générale de l'Université de Lyon.

Ces déterminations ont été effectuées sur des triodes comportant une cathode à oxydes à chauffage indirect ; les résultats fournissent quelques indications sur le fonctionnement des cathodes de ce type.

Les températures observées sont les suivantes : celle du filament de chauffage (d'après sa résistance), celle du support tubulaire de nickel (à l'aide d'un microcouple thermoélectrique soudé sur le support de cathode), celle de la surface externe de l'enduit émissif (d'après son rayonnement reçu sur une photodiode au germanium) et enfin celle de l'anode (à l'aide d'un microcouple).

On a examiné les variations provoquées par le passage du courant thermoionique (en agissant sur la tension de grille, amenée rapidement à une valeur déterminée à partir du cut-off, sans modifier la tension appliquée à l'anode). Celles qui concernent les tempé-

atures du support et de la surface externe de la athode présentent le plus d'intérêt. A partir du noment où s'établit le courant thermoionique, on bserve d'abord un abaissement, puis une élévation les deux températures. Le refroidissement s'explique bar la libération des électrons, tandis que le réchauffement subséquent résulte de l'effet Joule dans la ouche d'oxydes. Les observations montrent que ces leux effets n'ont pas la même inertie et peuvent être valués séparément. Les variations de température, qui sont différentes pour le support et pour la surface xterne, ont été étudiées en fonction du courant, de la ension anodique, de la température initiale et de 'état de vieillissement du tube. Les variations observées ont été corrigées en tenant compte de celles qui, elevées en même temps, se rapportent au filament et l'anode.

En ce qui concerne le réchauffement, l'expérience nontre que l'élévation de température est à peine proportionnelle à l'intensité du courant. La résistance lu revêtement varie donc grossièrement en raison nverse de cette intensité, la chute de tension dans la couche d'oxydes demeurant à peu près invariable. Un el comportement peut être attribué au fait que les électrons cheminent en grande partie à travers les pores lu revêtement, où se trouvent des gaz sous très faible pression (dans les tubes étudiés, la pression résiduelle était de l'ordre de 10^{-8} mm de mercure). On s'inspire ainsi des remarques faites par Metson [1] à propos de mesures différentes. L'échauffement s'intensifie rapidement si l'on accroît la tension anodique en maintenant le courant constant, ce qui traduit l'augmentation de la chute de tension à travers la couche. Les variations de température dépendent beaucoup du degré de vieillissement de la cathode. Avec un tube non vieilli, on observe, pour des températures initiales assez élevées, un important échauffement qui affecte surtout le support. Si l'on admet que le gaz produit un accroissement de la résistance, il faut en conclure que sa concentration est alors plus grande au voisinage du support. Par contre, dans le cas d'une cathode stabilisée par un fonctionnement de quelques dizaines d'heures, l'échauffement, qui est sensiblement moindre, est plus accusé pour la surface externe du revêtement. Ce résultat s'explique en admettant que le gaz s'est résorbé en grande partie et que le résidu est ionisé négativement, de telle sorte que la tension appliquée l'entraîne vers la surface. L'influence de l'interface ne se manifesterait que si le vieillissement était plus poussé. Enfin, on a constaté que les échauffements sont plus importants aux basses températures ; les pertes par rayonnement étant plus faibles, la dissipation de la même puissance donne lieu à une variation plus grande de la température.

Les observations relatives au refroidissement qui précède l'échauffement sont en bon accord avec les prévisions théoriques. L'abaissement de la température de la surface l'emporte nettement sur celui de la température du support. Il en résulte que les électrons qui émergent de la cathode proviennent surtout de la région superficielle, bien que l'émission des électrons qui circulent à travers les pores puisse avoir lieu dans toute l'épaisseur de la couche.

[1] Metson (G. H.), Proc. Institution Elec. Eng., Monograph nº 243 R, juin 1957, p. 1-8.

(*) 3. — L'impédance des contacts métal-germanium en fonction de la fréquence ;

par MM. G. Mesnard et A. Dolce.

Nous avons étudié des contacts redresseurs obtenus en déposant un métal, par électrolyse, par évaporation sous vide ou à l'aide d'un vernis métallique (vernis à l'argent notamment) sur du germanium monocristallin de type N. L'impédance a été mesurée au voisinage d'un point de fonctionnement statique, en superposant à une tension continue de polarisation V (nous avons opéré uniquement pour les tensions inverses) une faible tension alternative dont la fréquence était réglable de 0 à 30 MHz. Les mesures ont été faites à l'aide de ponts de mesure et au Q-mètre. L'impédance peut se représenter par une résistance $R = 1/G$ en parallèle avec une capacité $C = S/\omega$. R et C sont des fonctions de la tension V et de la pulsation ω. La théorie simple (problème à une dimension) conduit à une admittance [1]

$$G + \mathrm{i}S = G_0(1 - \Gamma) + \Gamma G_0(1 + \mathrm{i}\omega\tau)^{1/2} + \mathrm{i}\omega C_b, \quad (1)$$

G_0 étant la conductance différentielle statique au voisinage de la tension V, Γ le taux d'injection, τ la durée de vie, C_b la capacité provenant de l'existence d'une charge d'espace associée à la barrière de potentiel obtenue au contact. Pour $\omega\tau \ll 1$, on doit donc obtenir sensiblement

$$G = G_0(1 - \Gamma) + \Gamma G_0 = G_0, \quad (2)$$

$$S = \frac{\Gamma G_0 \omega \tau}{2} + \omega C_b \quad \text{ou} \quad C = \frac{\Gamma G_0 \tau}{2} + C_b, \quad (3)$$

tandis que, pour $\omega\tau \gg 1$, on peut prendre

$$G = G_0(1 - \Gamma) + \Gamma G_0 \sqrt{\frac{\omega\tau}{2}}, \quad (4)$$

$$S = \Gamma G_0 \sqrt{\frac{\omega\tau}{2}} + \omega C_b$$

ou

$$C = \Gamma G_0 \sqrt{\frac{\tau}{2\omega}} + C_b = C_t + C_b. \quad (5)$$

Considérons d'abord les résultats concernant R. A une fréquence donnée, en fonction de V, R passe par un maximum pour une certaine valeur de V (une dizaine de volts par exemple). C'est que les contacts étudiés, comme il arrive en général, et contrairement à la théorie simple, donnent un courant inverse se saturant mal et même, si la tension est suffisante, une rapide croissance du courant avec V, dont l'explication n'est pas encore très sûre ; il en résulte bien un maximum pour la résistance différentielle R en fonction de V. D'autre part, à tension donnée, on trouve une diminution de R quand la fréquence augmente, plus sensible d'ailleurs aux tensions faibles et moyennes qu'aux tensions élevées. Cette diminution est nette dès les basses fréquences, pour lesquelles la formule (2) donne une valeur constante ;

cette formule néglige vraisemblablement des effets d'inertie dans l'évolution de la barrière de potentiel, quand la tension instantanée varie. Mais c'est aux fréquences élevées que la variation est la plus grande ; l'expression (4) le laissait prévoir, mais il semble que ces fortes variations commencent avant que $\omega\tau$ soit nettement supérieur à l'unité, d'après la valeur présumée de τ ; d'autre part, on devrait tendre vers une proportionnalité de G à $\omega^{1/2}$; or on obtient une croissance plus rapide de G. De toutes façons, les variations avec la fréquence se font moins sentir et exigent des fréquences plus élevées lorsque la tension de polarisation augmente. C'est un résultat important qui, d'après la formule (4), indiquerait que Γ diminue quand V augmente, ce qui suggère que la non-saturation du courant est le résultat d'un courant transporté par des électrons.

La capacité C, à fréquence donnée, diminue quand V augmente. A tension donnée, elle décroît quand la fréquence (supposée assez élevée) augmente, si la tension n'est pas trop forte ; sinon elle reste sensiblement constante. Ces résultats s'interprètent d'après la formule (5) dans laquelle on doit préciser la valeur de C_b. Nous avons établi l'expression

$$C_b = \frac{\alpha}{\left[\frac{p_0}{n_0}(\exp Y_0) + Y_0 + \frac{eV}{kT}\right]^{1/2}},$$

α étant une quantité constante et Y_0 la hauteur de la barrière vue depuis le côté métal, en présence de la tension (on admet en général que Y_0 est indépendant de V), mesurée avec kT/e pour unité. Ainsi C_b ne dépendrait pas de la fréquence et diminue quand V augmente ; C_t diminue aussi, mais plus rapidement, de sorte que, si V est assez élevé, C se confond pratiquement avec C_b, d'autant mieux que la fréquence est plus élevée. Si l'on porte sur un graphique C^{-2} en fonction de V, on trouve effectivement une droite indépendante de la fréquence quand celle-ci, ainsi que V, sont assez élevées. On en déduit un renseignement intéressant, à savoir la valeur de Y_0, d'après celle de $\frac{kT}{e}\left[Y_0 + \frac{p_0}{n_0}\exp Y_0\right]$, qui est obtenue directement. Cette dernière valeur atteint couramment quelques volts, ce qui est plausible. En admettant une barrière du type Schottky, on obtient encore une formule du type

$$C_b = \alpha'/(V_0 + V)^{1/2},$$

mais V_0 doit être beaucoup plus faible ; cette approximation est donc très insuffisante.

La valeur de C_b étant ainsi déduite de la mesure de C aux fréquences élevées, on peut, par différence, déterminer C_t et étudier ses variations. La variation en $\omega^{-1/2}$ est assez bien vérifiée par l'expérience, mais, alors que la théorie simple donne sensiblement $C_t = G/\omega$ à une fréquence suffisante, on trouve couramment des valeurs plus faibles pour C_t. Ajoutons que la variation de C_t avec V est anormale. Nous avons pu dans une certaine mesure interpréter les diverses anomalies rencontrées.

[1] Gossick (B. R.), *J. App. Physics*, 1956, **27**, 905.

SÉANCE DU 18 DÉCEMBRE 1959

1. — Sur le calcul du coefficient d'aimantation diamagnétique des atomes libres ;

par M. C. Courty,

Chaire de Chimie physique,
Faculté des Sciences de Lyon.

Cette Communication fera l'objet d'un article au *Journal de Physique.*

2. — Intégrateur adapté à l'étude des fonctions d'onde ;

par M. R. Grandmontagne,

Institut de Physique générale de l'Université de Lyon.

Présentation d'un appareil qui peut fournir les trois intégrales $\int y\,dx$, $\int \sqrt{y}\,dx$, $\int y^2\,dx$ à partir d'un courbe $y = f(x)$. Les deux dernières sont particulièrement utiles dans l'étude des fonctions d'onde. $\int y^2\,dx$ servira à normer un tracé fait à une échelle arbitraire. $\int \sqrt{y}\,dx$ est utilisée à la fois dans la méthode de Rydberg et dans la méthode B. K. W.

L'appareil est basé sur un principe connu. Deux tiges égales articulées forment un triangle isocèle déformable dans lequel la relation $2\sin^2 a = 1 - \cos 2a$ permet de passer de y à $\sqrt{y}$ ou de y à y^2. Une seule roulette intégrante est montée sur l'appareil. On la transporte d'un bras sur l'autre pour changer d'utilisation.

Toute la partie mécanique, sauf la roulette, a été réalisée à l'atelier du laboratoire par F. Bailly dont l'habileté a permis l'exécution d'un appareil de précision avec des moyens très précaires.

Cet appareil, de prix très modeste, permet de gagner beaucoup de temps dans les calculs envisagés.

3. — Principe et caractéristiques d'un spectrographe β utilisant un champ magnétique en r^{-1} ;

par MM. C. Bastard et J. Lafoucrière,

Institut de Physique nucléaire de l'Université de Lyon.

Cette Communication a fait l'objet de deux articles au *Journal de Physique* : t. **19**, juillet 1958, p. 674 et t. **20**, août-septembre 1959, p. 736. Ils seront complétés par un troisième article qui paraîtra prochainement.

SECTION DE STRASBOURG

SÉANCE DU 18 DÉCEMBRE 1959

Processus dynamiques d'aimantation des matériaux à cycles rectangulaires ;

par M. K. M. Polivanov,

Professeur à l'Institut d'Énergétique de Moscou.

Le Gérant : Maurice Blondin. — Dépôt légal : 1er trim. 1960. — Imp. Taffin-Lefort à Lille (France).

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, RUE DE RENNES, PARIS (VIe)

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

SÉANCE DU 16 AVRIL 1959

Les émissions radioélectriques du Soleil ;

par M. J. F. DENISSE,
Astronome à l'Observatoire de Meudon.

SÉANCE DU 17 AVRIL 1959

Présidence de M. J. YVON.

M. le PRÉSIDENT remet les prix suivants attribués
ı 1959 par la Société française de Physique et ayant
ıacun une valeur de 80 000 F.

Prix F. Robin attribué à M. M. LÉVY, Maître de
onférences à la Faculté des Sciences de Paris, Labo-
ıtoire de Physique de l'École Normale Supérieure,
our l'ensemble de ses travaux de physique théorique
; spécialement sur les particules élémentaires.

Prix L. Ancel attribué à M. P. G. DE GENNES,
ıgénieur au Centre d'Études Nucléaires de Saclay,
our l'ensemble de ses travaux sur la théorie des
ılides.

Prix A. Cotton attribué à M. P. CONNES, Attaché de
echerches au Centre National de la Recherche Scien-
fique, pour l'ensemble de ses travaux sur les nou-
elles méthodes de spectroscopie.

Prix P. Langevin attribué à M. R. OMNES, Ingénieur
ı Commissariat à l'Énergie Atomique, pour l'ensemble
e ses travaux de physique théorique et mathéma-
ques.

Prix F. et I. Joliot-Curie attribué à M. J. CRUSSARD,
ıgénieur en Chef des Ponts et Chaussées, pour l'en-
mble de ses travaux sur la physique nucléaire expéri-
entale.

Prix F. Esclangon attribué à M. O. GARRETA, Chef de
ravaux à l'École Normale Supérieure, pour l'en-
mble de ses travaux sur les semi-conducteurs.

Le prix Holweck a été attribué en 1959 par la Société
ançaise de Physique au Pr R. HANBURY BROWN, du
odrell Bank Experimental Station, pour l'ensemble
e ses travaux en radioastronomie et interférométrie
ellaire.

La Conférence suivante a ensuite été prononcée :

L'interféromètre d'intensité et son application à la mesure des diamètres stellaires ;

par M. R. HANBURY BROWN.

Cette Conférence a été publiée au *Journal de Physique*, novembre 1959, p. 898.

SÉANCE DU 21 AVRIL 1959

Spectroscopie moléculaire dans l'infrarouge et structure des molécules ;

par M. H. H. NIELSEN,
Department of Physics and Astronomy,
The Ohio State University, Columbus, Ohio.

Cette Conférence a été publiée au *Journal de Physique*, janvier 1960, p. 24.

SÉANCE DU 23 AVRIL 1959

Saturne, le synchrotron à protons de Saclay : l'appareillage et les expériences ;

par M. A. BERTHELOT,
Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique.

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE EXTRAORDINAIRE DU 30 JUILLET 1959

Une Assemblée générale extraordinaire de la Société Française de Physique s'est tenue le jeudi 30 juillet 1959 à 17 h 30 dans l'Amphithéâtre de Physique de la Sorbonne, 1, rue Victor Cousin, Paris, 5e, sous la présidence de M. Jacques YVON, Président de la Société.

L'ordre du jour comporte :

a) propositions pour l'achat éventuel d'un local pour la Société dans un immeuble en construction ;

b) questions diverses.

Membres présents : MM. P. Aigrain, J. Badoz, P. Beaudouin, J. Billard, J. Blandin, H. Curien, L. Hackspill, Z. Mihailovic, Mlle C. G. Nordeau, MM. E. Selzer, H. Varcollier, G. Vuillard, Mme A. Weil, M. J. Yvon.

Membres excusés ou ayant fait parvenir un pouvoir : MM. R. Anthouard, J. C. Barbier, P. Brissonneau, R. Castaing, C. Crussard, E. Lareginie, P. H. Laurent, L. Néel, A. Pérard, Mlle M. Perey.

Dès l'ouverture de la séance, le Président rappelle l'ordre du jour motivant la réunion de cette Assemblée générale extraordinaire et remercie les membres qui ont bien voulu l'honorer de leur présence, ainsi que ceux qui se sont excusés ou fait parvenir un pouvoir.

Le Président fait ensuite observer que l'Assemblée ne pourra valablement délibérer, conformément à l'article XVI des statuts, en raison du nombre restreint des membres présents.

M. Aigrain, Secrétaire Général, expose ensuite les raisons pour lesquelles la Société a besoin de disposer de locaux plus appropriés à ses activités. Il donne des renseignements détaillés sur l'emplacement, la disposition, la surface et le prix des locaux dont le Conseil propose l'achat, et fait remarquer que cet achat est compatible avec l'état actuel de la trésorerie de la Société.

Cet exposé n'attire pas d'observations contraires de la part des membres présents sur l'éventualité de cet achat.

Le Président informe les personnes présentes qu'il est nécessaire de convoquer une seconde Assemblée générale extraordinaire pour pouvoir prendre valablement une décision et, après remerciements, lève la séance.

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE EXTRAORDINAIRE DU 17 SEPTEMBRE 1959

L'Assemblée générale extraordinaire du 30 juillet 1959 n'ayant pu réunir le quorum, une seconde Assemblée générale extraordinaire de la Société Française de Physique s'est tenue le jeudi 17 septembre 1959 dans l'Amphithéâtre de Physique de la Faculté des Sciences, au P. C. B., 12, rue Cuvier à Paris, sous la présidence de M. Jacques Yvon, Président de la Société.

L'ordre du jour comporte :

a) propositions suivies de vote : 1° le Conseil de la Société propose l'achat d'un local à usage de bureaux ; 2° le Conseil propose à cet effet l'achat d'un local d'environ 150 m², éventuellement avec caves, dans un immeuble en construction, quartier des Gobelins ;

b) questions diverses.

Dès l'ouverture de la séance, le Président précise les raisons ayant motivé cette seconde Assemblée générale extraordinaire et il est donné lecture du procès-verbal de la réunion du Conseil du 7 juillet 1959 et du procès-verbal de la réunion de l'Assemblée générale extraordinaire du 30 juillet 1959, relatifs à l'achat éventuel d'un local.

Le Président souligne la nécessité pour l'exploitation de la Société de disposer d'un local d'une superficie plus grande que celui attribué gracieusement à la Société par la Faculté au P. C. B. depuis 10 ans, et dont les 16 m² sont devenus insuffisants.

Le Président fait ensuite ressortir les possibilités du local choisi, permettant de classer convenablement l[es] archives, d'augmenter le personnel d'exploitation, [ce] qui devient nécessaire, regrouper les ouvrages ancie[ns] de la Bibliothèque, tenir les réunions du Conseil [et] d'organiser éventuellement de petites conférences.

A la demande du Président, M. Chovin, Trésori[er] adjoint, confirme, d'après le dernier bilan, qu'au poi[nt] de vue financier, l'opération de l'achat du local pr[o]posé peut être couvert par la trésorerie actuelle de [la] Société, tout en conservant un fonds de réserve conv[e]nable pour les dépenses courantes, et, en particulier, l[es] avances à faire pour le démarrage de l'expositio[n] annuelle.

M. A. Gueraud demande des précisions sur le fon[c]tionnement actuel du Siège Social au 44, rue [de] Rennes, et si la Société est propriétaire d'un local da[ns] cet immeuble. L'Agent général répond que le Siè[ge] Social se trouve toujours rue de Rennes, mais que [la] Société n'y dispose pas d'un local en propriété, et pr[é]cise qu'avant la dernière guerre, la Bibliothèque de [la] Société était aménagée dans un local de l'immeub[le] de la rue de Rennes dans lequel la Société organisa[it] des conférences et de petites expositions. Dans [ce] local, M. Hulot, Agent général de l'époque, disposa[it] d'un bureau, mais l'usage exclusif du local n'était pa[s] réservé uniquement à la Société. Pour des raisons [de] sécurité, la Bibliothèque a été démantelée pendant [la] guerre et les ouvrages déposés en vrac dans de[s] armoires de l'immeuble, dont la Société d'Encour[a]gement, propriétaire, voudrait bien la libération.

Il est mis ensuite en communication, parmi [les] membres présents, quelques plans d'ensemble [de] l'immeuble dans lequel le Conseil propose de fai[re] l'achat d'un local. Il est donné des précisions s[ur] l'emplacement et la disposition de l'immeuble et [de] celui du local. Il est en particulier fait remarquer qu[e] d'après le plan d'ensemble, le local se trouve sit[ué] au 5e étage de l'immeuble par rapport à la faça[de] principale de la rue Croulebarbe, mais qu'en raison [de] la conformation du terrain et des bâtisses sur l[es] terrains voisins, la partie arrière de cet étage où [se] trouve le local envisagé est en contre-bas d'environ 1 [m] par rapport au plancher, du terrain de la part[ie] arrière de l'immeuble. Dans ce domaine, et d'après [la] maquette, il est prévu que cette partie de terrai[n] actuellement occupée par des ateliers de la R. A. T. P. soit recouverte et transformée en esplanade par l[es] soins de la Ville de Paris, jusqu'au bas de l'aven[ue] Sœur Rosalie.

Le local proposé est constitué, d'après le plan détail[lé] de l'étage, par deux ateliers, n° 1 de 92 m² et n° [2] de 56 m², avec entrée et W. C. pour l'ensemble. [La] surface totale représente un peu plus de 150 m², do[nt] l'aération et l'éclairage diurne sont assurés par 8 f[e]nêtres à bascule de 1,30 × 0,80, plus 2 fenêtres [de] 1 × 0,80 environ. La hauteur disponible entre plafon[d] et plancher est de 2,50 m seulement, ce qui oblige[ra] d'envisager l'installation d'une aération forcée au c[as] où l'on organise de petites réunions. Le chauffage e[st] assuré par des canalisations incorporées au planch[er] et au plafond, mais dont la régulation n'est pas ind[é]pendante.

Le prix de l'atelier n° 1 est de 4 MF, cel[ui de] l'atelier n° 2 de 2,8 MF, auxquels il serait utile d'ajo[u]ter deux caves de 100 000 et 150 000 F ; le prix tot[al]

de l'ensemble se monterait donc à 7 050 000 F.

L'achat est exonéré de droits et le règlement doit s'effectuer à 45 % à l'achat, le solde échelonné sur une année.

Il est prévu que l'immeuble soit exploitable vers l'été 1960.

Sur une question posée concernant les frais d'aménagement, il est répondu que ceux-ci étaient estimés à environ 2 MF. Cette somme est estimée un peu juste par l'un des membres présents ; le Président fait alors remarquer que ces frais peuvent être échelonnés sur plusieurs années suivant leur importance.

En ce qui concerne le montant des charges annuelles d'entretien, il n'est pas possible d'avancer un chiffre précis, mais on estime que celui-ci ne saurait dépasser le montant d'un loyer annuel.

Le Président informe ensuite les membres présents que la Société a reçu pour cette Assemblée générale extraordinaire, 287 pouvoirs, dont 247 à sa discrétion, 1 abstention, 2 nuls, le reste à la discrétion de différents membres.

Le Président invite les membres présents à émarger sur une liste et à noter sur un seul bulletin, par oui ou par non, sur les questions suivantes :

1° accord sur le principe de l'achat d'un local,

2° accord sur le choix de l'immeuble,

étant entendu qu'une seule réponse est valable si l'avis est le même pour les deux questions.

Après vote, il est procédé au dépouillement des bulletins, dont le résultat est le suivant, pour 33 votants et 7 pouvoirs :

36 oui et 4 oui-non.

Le Président dispose des 247 pouvoirs accordés par les membres à sa discrétion dans le sens favorable à l'achat et, après avoir remercié les membres qui ont bien voulu honorer cette réunion de leur présence et faire part de leurs objections ainsi que les membres qui ont fait parvenir un pouvoir, lève la séance.

SECTION D'OPTIQUE

RÉUNION DES 7 ET 8 MAI 1959

(TENUE A MARSEILLE)

1. — Une méthode d'autocollimation pour régler l'incidence normale à un échantillon réfléchissant ;

par M. H. JURICIC,

Ingénieur au Centre National de la Recherche Scientifique, Marseille.

Nous avons été amené à étudier les variations du facteur de réflexion d'un échantillon de sélénium sous incidence oblique, comme fonction de la longueur d'onde d'une part, et de l'angle d'incidence d'autre part. Les mesures doivent donc se faire en lumière parallèle et monochromatique et, pour cela, nous utilisons un montage classique comprenant, à la sortie du monochromateur, une lentille collimatrice C suivie d'un système afocal SA. En outre, pour connaître avec précision les angles d'incidence, nous avons monté l'échantillon sur un goniomètre par l'intermédiaire d'un support à orientation réglable. Nous désirons régler cette orientation pour que la lumière ait une incidence normale à l'échantillon lorsque le goniomètre est au zéro de sa graduation.

La méthode que nous employons pour cela est une variante de la méthode d'autocollimation, que nous avons exposée par ailleurs [1] et dont le principe est celui-ci : une lame à faces parallèles est placée sur le faisceau principal, dans la région où il est parallèle, inclinée sur lui de 45° environ, et l'on utilise les faisceaux réfléchis par les faces de la lame. L'optique est disposée de façon qu'on voie, dans l'oculaire o, deux images de la fente F de sortie du monochromateur : l'une est F', formée par le faisceau réfléchi sur le miroir m ; l'autre est F'', formée par le faisceau réfléchi sur l'échantillon E. Le réglage consiste à agir sur les vis du support de E pour amener F'' à coïncider avec F'.

Au Laboratoire, nous avons réalisé un instrument, dans lequel sont groupés tous les éléments participant à l'application de la méthode : la lame L et les objectifs O_1 et O_2 sont fixes ; le miroir m peut être éloigné ou rapproché de O_1 jusqu'à coïncider avec son plan focal, pour la longueur d'onde étudiée, et fixé à l'ensemble dans cette position.

Dans ces conditions, il suffit d'introduire l'instrument dans le montage principal, dans une position qui a été repérée une fois pour toutes, pour pouvoir immédiatement procéder au réglage de l'orientation de l'échantillon.

Signalons un détail de construction : nous avons pris pour m une lamelle couvre-objet de microscope. Un tel choix se justifie ainsi :

1° il est inutile que m soit d'une bonne qualité optique ;

2° les deux faces réfléchissantes sont pratiquement confondues (l'épaisseur de la lamelle est inférieure à 0,2 mm) ;

3° la lamelle est transparente.

Cette dernière qualité est inutile pour la mise en œuvre de la méthode décrite ci-dessus, mais nous allons voir comment elle étend le champ d'utilisation de l'instrument.

La méthode décrite supposait le faisceau principal parfaitement réglé. Supposons qu'il n'en soit pas ainsi. Nous allons procéder successivement aux réglages de C et de SA en nous servant seulement de l'instrument décrit, supposé non réglé, et d'un miroir optique auxiliaire M.

Réglage de C *et de* m. — L'instrument est dans une position approximativement horizontale et le miroir M est dans la position M_1 (*fig.* 1). Visons dans l'oculaire o l'image F'' formée par le faisceau réfléchi sur M et, en agissant sur m, amenons l'image F' dans le plan de F''.

Soit Δ la distance de F au plan focal de C, f et f_1 les longueurs focales respectives de C et O_1. Un calcul facile montre que, dans la position qui vient de lui être donnée, m est à une distance $\delta \simeq f_1^3 \Delta^2/f^4$ du plan focal de O_1.

On voit que δ décroît comme Δ^2 ; si Δ a été assez petit au départ, δ est pratiquement négligeable et m coïncide avec le plan focal de O_1.

Visons maintenant dans l'oculaire o′ (*fig.* 1) la surface m (qu'il est aisé de matérialiser optiquement en laissant quelques impuretés sur cette surface) et agissons sur C pour amener sur m l'image réelle de F. Dans sa nouvelle position, C est réglé avec la même

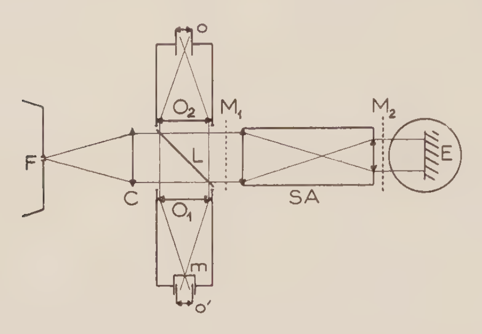


Fig. 1. — F, fente de sortie du monochromateur ; C, collimateur ; SA, système afocal ; E, échantillon ; L, lame à faces parallèles ; O_1, O_2, objectifs ; m, lamelle ; o, o′, oculaires ; M_1, M_2, miroir plan auxiliaire.

approximation que m. Si celle-ci est jugée insuffisante, on peut toujours parfaire le réglage en faisant une nouvelle approximation : retouche de m en visant dans o (Δ^2 est alors pratiquement nul) et, finalement, retouche de C en visant dans o′.

Réglage de SA. — Sans rien changer au reste, déplaçons le miroir M en le plaçant en M_2. Pour régler SA, il suffit, en visant dans o, d'amener l'image F″ à être dans le même plan que F′.

L'appareil est alors prêt pour le réglage de l'échantillon par la méthode décrite précédemment.

[1] Juricic (H.), *Rev. Opt.*, 1959, **38**, 202.

2. — Étude thermodynamique des photopiles au sélénium ;

par Mme D. Blet,

Attachée de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique.

Étant donnée l'existence de phénomènes de fatigue au sein des photopiles au sélénium manifestés dans certaines conditions, nous avons été amenée à penser que le bilan énergétique de telles photopiles n'était peut-être pas nul en apparence.

Autrement dit, si W_a est la puissance lumineuse qu'absorbe la photopile, W_e la puissance électrique qu'elle produit dans le milieu extérieur et W_i la puissance calorifique qu'elle fournit, nous devrions avoir, si nos hypothèses sont exactes,

$$W_a \neq W_e + W_i.$$

Pour une même expérience, W_a est constant, W_e se mesure facilement et W_i ne peut se déterminer que par une méthode microcalorimétrique. L'application de cette méthode nous a conduite à réaliser un appareil à analyse thermique différentielle adapté à notre problème particulier [1]. Ce dispositif comporte deux photopiles au sélénium identiques, l'une servant de témoin, l'autre étant le siège du phénomène thermique à étudier ; chacune est équipée d'un seul couple thermoélectrique cuivre-constantan ; ces deux couples étant branchés en opposition, on mesure la différence de température entre les deux photopiles dont on suppose les températures uniformes.

Le principe des mesures est le suivant : pour un éclairement donné et constant, nous faisons débiter l'une des photopiles sur des résistances de charge croissantes, allant de zéro (photopile en court-circuit) à l'infini (photopile en circuit ouvert), et nous étudions de quelle manière varie la puissance calorifique fournie en fonction de ces résistances de charge. Puis nous recommençons la même série de mesures pour plusieurs niveaux d'éclairement et pour différentes bandes spectrales.

Nous faisons varier la quantité de lumière en interposant devant le filtre coloré des gélatines neutres de densités optiques successivement de 0,2 ; 0,4 et 0,6. Les différentes bandes spectrales sont définies au moyen de filtres Wratten : un bleu-violet (nº 47), un vert (nº 40) et un jaune orangé (nº 15).

Le premier résultat que nous avons constaté est que le bilan énergétique d'une telle photopile n'est apparemment pas nul.

En effet, admettons comme point de repère la température d'équilibre que prend la photopile lorsqu'elle est en circuit ouvert : elle absorbe de la puissance lumineuse, elle s'échauffe et se met en équilibre thermique. Si nous la court-circuitons, sa température s'élève. Si maintenant nous la faisons débiter sur des résistances faibles, croissantes, elle fournit de l'énergie électrique au milieu extérieur et elle continue à s'échauffer ; cet échauffement diminue au fur et à mesure que la résistance de charge augmente et pour une valeur particulière de celle-ci, que nous appellerons « résistance d'inversion », la photopile retrouve son équilibre thermique bien qu'elle continue à fournir de la puissance électrique. Puis elle commence à se refroidir lorsqu'elle débite sur des résistances plus grandes, son refroidissement passant par un maximum qui correspond, à un faible décalage près, systématique, au maximum de la puissance électrique fournie. Lorsque la résistance de charge atteint des valeurs très élevées, de

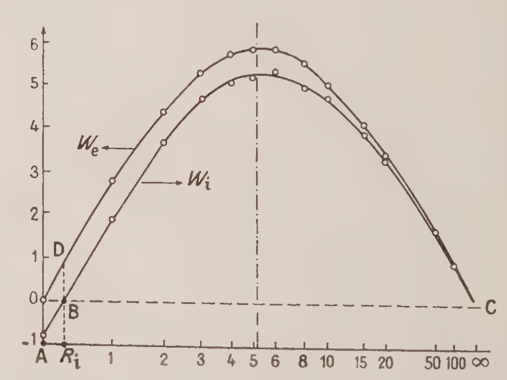


Fig. 1. — Comparaison entre la variation de la puissance électrique W_e et la variation de la puissance calorifique W_i en fonction de la résistance de charge R. En abscisse, $R/(R + 5{,}16)$ avec R en kiloohms ; en ordonnée, W en microwatts. Pour la résistance d'inversion $R_i = 283\ \Omega$, $W_i = 0$, $W_e = 0{,}83\ \mu$W.

plusieurs centaines de milliers d'ohms, la photopile reprend progressivement sa température d'équilibre. La figure 1 traduit le phénomène observé.

En abscisses sont portées les résistances de charge et en ordonnées les puissances en microwatts. La courbe supérieure W_e correspond à la puissance électrique, l'autre W_i est relative à la puissance calorifique. L'axe des abscisses OC correspond à l'équilibre thermique, c'est-à-dire lorsque la photopile est en circuit ouvert. Le point A correspond à la photopile en court-circuit. La portion négative de la courbe W_i, entre A et B, correspond à l'échauffement, la portion positive au refroidissement. Au point B, nous avons la résistance d'inversion.

Ce résultat inattendu est assez paradoxal : en court-circuit et en circuit ouvert, la photopile ne produit aucune puissance électrique, sa température devrait donc être la même. Or, dans le premier cas, elle s'échauffe davantage.

En outre, les résultats indiquent aussi que la longueur d'onde est sans influence sur le phénomène étudié, à condition toutefois que celle-ci n'excède pas 0,65 μ ; seul intervient donc le niveau d'éclairement.

Nous avons constaté que la résistance d'inversion croît au fur et à mesure que diminue l'éclairement et, pour un même éclairement, elle varie sensiblement avec la photopile étudiée. Les résultats expérimentaux sont encore trop peu nombreux pour nous permettre d'en tirer des conclusions pratiques et même d'ébaucher une théorie.

La suite du travail va consister à étudier le phénomène en envoyant de l'infrarouge sur la photopile, puisque c'est dans cette région du spectre que se manifestent des phénomènes de fatigue qui nous intéressent tout particulièrement. Quelques essais préliminaires, déjà effectués, nous ont montré que le bilan thermique était effectivement très modifié.

[1] Blet-Talbot (Mme D.), Mise au point d'un microcalorimètre différentiel simple à constante de temps faible, *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 102 A.

3. — Variation des constantes optiques des lames minces organiques absorbantes en fonction de leur épaisseur ;

par M. R. Rinaldi,
Faculté des Sciences de Grenoble.

La détermination des indices de réfraction et d'extinction montre que ces indices ne sont pas des constantes. Ils dépendent non seulement de la structure des couches monomoléculaires constituant la lame mince mais de l'épaisseur de cette lame. On ne peut donc pas utiliser la valeur de l'indice du corps pris à l'état massif dans le calcul de l'épaisseur d'une lame mince.

4. — Sur l'oxydation des métaux en couches minces ;

par M. J. Trompette,
Faculté des Sciences de Marseille.

On donne une méthode optique très simple et très sensible qui permet d'étudier l'oxydation des métaux en couches très minces déposées par évaporation, ainsi que quelques résultats expérimentaux concernant des couches très minces de thallium. L'avantage de cette méthode est que, vu les très faibles quantités de métal sur lesquelles on opère, on peut donner un ordre de grandeur de la constante de diffusion des atomes à travers la couche d'oxyde et de la constante de vitesse de la réaction chimique.

5. — Influence de la vitesse de formation sur les propriétés optiques de couches minces d'or obtenues par évaporation thermique ;

par M. R. Philip,
Faculté des Sciences de Marseille.

On étudie la variation des propriétés optiques de couches minces d'or obtenues par évaporation thermique en fonction de la vitesse de formation. Les mesures portent sur trois séries de couches d'or obtenues respectivement avec des vitesses de formation de 0,8 ; 3 et 25 mμ/mn. Les couches d'une même série ont des épaisseurs comprises entre 0 et 70 mμ. La variation des propriétés optiques de ces couches en fonction de leur vitesse de préparation est très grande. Par exemple le facteur d'absorption côté support A' d'une couche d'or de 60 mμ d'épaisseur est multiplié par 25 lorsque la vitesse de formation passe de 0,8 à 25 mμ/mn.

6. — Mesure de la durée de vie des porteurs de charge à la surface du sélénium par méthode photoélectrique ;

par Mlle D. Vidal,
Attachée de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique.

La durée de vie pour un semi-conducteur varie dans le même sens que la pureté du corps. Nous avons utilisé cette méthode entre autres pour essayer de classer divers échantillons de sélénium de haute pureté par ordre de pureté.

Le procédé employé pour faire ces mesures est le suivant : sur la surface polie d'un échantillon on appuie deux électrodes de tungstène entre lesquelles on établit une différence de potentiel. On éclaire la surface de l'échantillon pendant un temps très court (éclair d'un flash pour nos mesures) et on observe la variation que subit le courant qui traverse l'échantillon en fonction du temps. Ce courant varie, en effet, suivant la même loi que le nombre de porteurs créés. On observe le phénomène sur l'écran d'un oscillographe cathodique que l'on photographie.

Théoriquement, la loi est une exponentielle dont la constante de temps mesure la durée de vie cherchée. En réalité la courbe serait plutôt l'enveloppe de deux exponentielles : l'une à faible constante de temps au début de la décroissance qui traduit la recombinaison en surface, qui se prolonge rapidement par une exponentielle à grande constante de temps qui traduit la recombinaison en volume.

Nous avons cherché à mesurer la plus faible de ces valeurs en étudiant la courbe de décroissance à son début.

Pour cela, nous avons étalé le plus possible le début de la courbe en employant une grande vitesse de balayage. D'autre part, pour éviter tout risque de déformation du signal due surtout aux dérivations par capacité, nous avons placé l'échantillon dans le circuit grille d'une triode à charge cathodique. La différence de potentiel entre les électrodes était de 100 V.

Nous avons fait ces expériences avec huit variétés de sélénium dont les taux d'impuretés s'échelonnent de 6,5 à 38,5 p. p. m. Tous les échantillons ont subi une durée de recuit de 18 h à 200° pour cristallisation puis un polissage aussi identique que possible. Les courbes obtenues pour les divers échantillons peuvent, pour une décroissance de 20 %, être considérées comme des exponentielles ; pour une décroissance de 30 % l'écart est, pour certains échantillons, déjà important Les durées de vie calculées dans ces deux cas donnen cependant un classement peu différent qui ne corres pond pas au classement par pureté (tableau I).

Des mesures de résistivité faites sur ces échantillon ont cependant donné un classement à peu près iden tique, ce qui fait supposer qu'en dehors des condition de surface et autres causes d'erreurs expérimentales il se produit sûrement dans les échantillons des phéno mènes de compensation et de piégeages et qu'il y a des impuretés plus actives que d'autres.

L'action de la température n'a pas modifié ces résul tats. Nous avons observé une diminution de la duré de vie pour tous les échantillons lorsque la tempé rature s'élève.

Tableau I

Échantillons	1	2	3	4	5	6	7	8
Impuretés p.p.m.	12,2	16,8	6,5	19	14,1	34	16,3	38,5
τ (rapport 100/80) ms	1,138	1,021	0,912	0,774	0,661	0,621	0,544	0,541
τ (rapport 100/70) ms	1,662	1,484	1,290	1,073	0,750	0,723	0,738	0,643

7. — Interférométrie dans les tubes à chocs ;

par M. le Capitaine H. Breton,
détaché à l'Institut de Mécanique des Fluides de Marseille.

1. Le présent article rend compte d'une façon sommaire d'une étude préliminaire, qui a été exécutée à l'Institut de Mécanique des Fluides de Marseille, dans un tube à chocs construit à l'image des tubes à chocs de l'Université de Cornell (Ithaca) des États-Unis.

L'idée première du tube à chocs revient à Vieille, qui l'utilisa en France dès 1899, pour l'étude de la propagation des flammes. Mais la forme actuelle du tube à chocs est due à un certain nombre de chercheurs et, en particulier, à A. Kantrowitz, E. L. Resler et A. Hertzterg.

Le tube à chocs de l'I. M. F. M. a été réalisé par le personnel de l'I. M. F. M. suivant les conseils du Dr S. Byron, de l'Université de Cornell, qui a effectué à Marseille un stage de neuf mois en 1958. Si dans la forme qui lui a été donnée, ce tube ne diffère de son modèle que par des détails d'exécution, du moins l'équipement de mesure comporte des dispositifs originaux (notamment le générateur d'étincelles de longue durée), qui sont dus à MM. Aubert et Issartier, tous deux ingénieurs électroniciens à l'I. M. F. M.

J'adresse mes remerciements au Pr Jacques Valensi, qui m'a engagé dans cette étude et dont les conseils me sont très précieux.

2. Le principe du tube à chocs est bien connu, nous le rappellerons brièvement.

Le tube à chocs est constitué par un tube généralement fermé aux deux extrémités et séparé en deux parties par un diaphragme. Une des parties renferme du gaz sous pression, le gaz moteur, tandis que l'autre renferme le gaz à étudier, en général sous faible pression (quelques centimètres de mercure). Sous l'action d'une intervention extérieure ou simplement de la pression, le diaphragme est rompu. Il y a alors, d'une part, propagation dans la chambre à basse pression d'une onde de compression qui, à faible distance du diaphragme, se transforme en onde de choc et, d'autre part, propagation en sens inverse dans la chambre à haute pression d'une onde de détente, qui s'étale rapidement. Bien que la rupture du diaphragme ne soit pas instantanée, on assimile en général, dans les calculs, la détente à une détente centrée. Si la section du tube reste constante, l'onde de choc après un parcours très court devient plane et perpendiculaire à l'axe du tube.

A un instant donné t on peut représenter le phénomène de la façon suivante (*fig.* 1) :

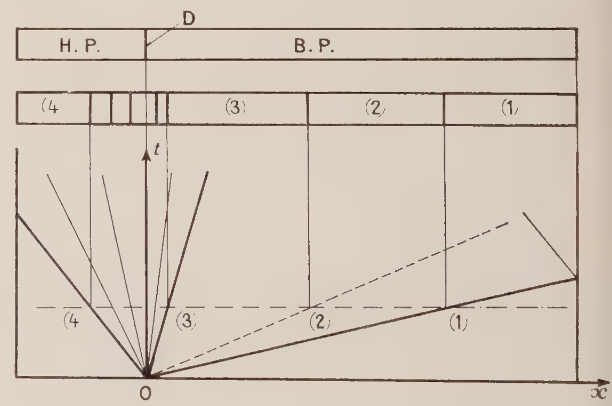


Fig. 1. — Diagramme en x, t. D, diaphragme.

(1) tout à fait à l'aval, une zone contenant le gaz d'essai encore au repos ;

(2) après passage de l'onde de choc, une zone contenant ce même gaz comprimé et porté à haute température ;

(3) séparé par une surface de discontinuité d'en-ropie de la région précédente, une zone contenant du az moteur détendu ; elle est suivie par l'éventail de détente, limité par deux caractéristiques rectilignes u ondes de Mach ;

(4) enfin une zone contenant du gaz moteur au epos, c'est-à-dire non encore influencé par la détente.

En réalité, la surface de contact est remplacée par ne zone de mélange fortement turbulente, qui in-uence et perturbe l'écoulement dans la région (3). ne reste donc d'utilisable, pour les examens interfé-ométriques, que la région (2). Cette région est cepen-ant la plus intéressante, puisqu'elle contient le gaz orté à haute température.

On notera d'ailleurs que l'élévation de la tempé-ature du gaz n'affecte pas sensiblement celle des arois.

3. *Études en cours à l'I. M. F. M.* — Un tube à hocs a été construit à l'I. M. F. M., d'une part pour étude du comportement des gaz aux hautes tempé-atures et, d'autre part, pour la production d'écou-ments à grand nombre de Mach avec une tempé-ature d'arrêt élevée.

Les ondes de choc sont produites en utilisant de hydrogène ou de l'hélium comme gaz moteur. L'utili-ation des gaz légers accroît l'intensité du choc. Celle- est en effet une fonction croissante du rapport des élérités du son dans le gaz moteur et dans le gaz 'essai. On adopte pour gaz d'essai, des gaz chimi-uement purs dont la pression initiale dans le tube st fixée entre 1 et 15 cm de mercure. Le passage de onde de choc est détecté par une jauge située en mont de la chambre d'expériences et dont le signal ert à déclencher l'étincelle. Jusqu'à présent trois types e jauge ont été utilisés : une jauge à contact méca-ique, une cellule photoélectrique et une jauge piézo-ectrique.

En admettant qu'il n'y ait ni apport de chaleur par s parois, ni frottement, les équations de conser-ation permettent de calculer p, u, H si la célérité de ropagation de l'onde de choc U_s, la densité ρ et les onditions initiales, sont connues. Celles-ci s'écrivent :

conservation de la masse,

$$\rho_1 U_S = \rho(U_S - u) ;$$

conservation de la quantité de mouvement,

$$p_1 + \rho_1 U_S^2 = p + \rho(U_S - u)^2 ;$$

conservation de l'énergie,

$$H_1 + \frac{1}{2} U_S^2 = H_2 + \frac{1}{2} (U_S - u)^2$$

'indice 1 désigne les grandeurs physiques initiales).

Il ne sera possible d'obtenir la température que si s propriétés thermodynamiques et chimiques du gaz ont connues.

Pour observer la variation de la densité on utilise n interféromètre de Mach-Zehnder (*fig.* 2 *et* 3). Le lan médian des faisceaux interférents est horizontal ceux-ci traversent le tube perpendiculairement à son xe. Après recombinaison par le deuxième séparateur s faisceaux sont recueillis sur un écran percé par une nte verticale de 0,1 mm de largeur dont l'image est rojetée sur le film d'une caméra tambour. Le temps de résolution est inférieur à 1 μs en raison de la lar-geur de la fente. On observe sur les interférogrammes le déplacement d'un point des franges, qui est fonction du temps.

En raison de la variation de chemin optique sur le premier trajet, dès que l'onde de choc a dépassé le premier hublot, on observe un brusque déplacement des franges. Dès que l'onde a atteint le deuxième hublot on observe encore un brusque déplacement des franges dû à la variation de chemin optique le long du deuxième trajet. Si les conditions restent stationnaires en aval, ces franges retrouvent leur position d'origine.

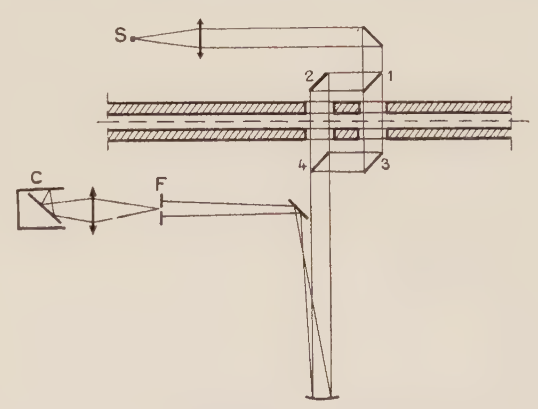


Fig. 2. — Schéma de l'interféromètre : S, source ; F, fente ; C, caméra tambour.

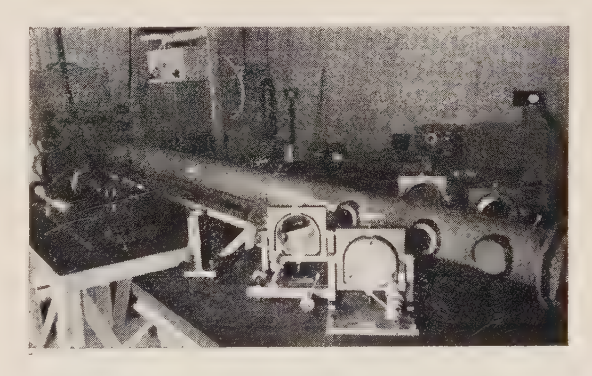


Fig. 3. — Vue d'ensemble de l'interféromètre.

Si h est la largeur du tube, $N\lambda$ la différence de chemin optique correspondant à N franges entre les deux trajets de l'interféromètre et n et n_1 les indices de réfraction des sections du tube situé sur ces deux trajets, on a

$$N\lambda \frac{n_0}{C} = \frac{nh}{C} - \frac{n_1 h}{C}, \qquad (1)$$

n_0 étant l'indice de réfraction de l'air et $n_0 \simeq 1$ à 0,03 % près.

Combinant l'équation (1) avec la formule de Gladstone $n = 1 + k\rho$, on obtient

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = 1 + \frac{\lambda}{kh} \frac{T_1}{p_1} \mathrm{N} \qquad (2)$$

ou encore

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = 1 + C \frac{b}{S}, \qquad (3)$$

car N, le déplacement des franges, est égal à $N = b/s$, où b est la hauteur de déplacement des franges et s l'écartement des franges, λ étant la longueur d'onde d'étalonnage.

Il existe donc une relation linéaire entre le saut des franges et la densité. Pour avoir le rapport des densités de part et d'autre du choc, il suffit de mesurer b et s sur le film et d'effectuer un étalonnage statique de l'interféromètre.

En fait comme l'indice de réfraction dépend de λ, lorsqu'on emploie de la lumière blanche, les différentes franges centrales ne se déplacent pas de la même quantité. Soit $\Delta(N\lambda)$ la variation de chemin optique due à une variation de la constante de Gladstone,

$$\Delta(N\lambda)/N\lambda = \Delta k/k.$$

La dispersion est plus grande pour l'oxygène que pour l'azote. Pour l'oxygène on a

$$k = 0{,}000\,263\,3\,[1 + (7{,}43 \times 10^{-11}/\lambda^2)].$$

On voit donc que dans ce cas, pour les valeurs extrêmes de λ correspondant à la sensibilité spectrale du film (4 000 à 6 400 Å) l'erreur relative maximum est égale à 2,8 %. En utilisant pour l'étalonnage la raie verte du mercure ($\lambda = 5\,461$ Å) proche de la zone centrale de sensibilité du film, l'erreur relative maximum est égale à ± 1,4 %.

On notera que l'interférogramme permet encore la détermination directe du temps de relaxation ainsi que le calcul du taux de dissociation du gaz d'essai.

4. Les figures 4 à 7 reproduisent, à titre d'exemple, les interférogrammes obtenus dans les conditions suivantes :

1° Conditions de l'essai, gaz moteur : azote à la pression initiale $p_4 = 80$ kg/cm² ; gaz d'essai : argon à la pression initiale $p_1 = 21$ mm de mercure. L'interférogramme (*fig.* 4) montre que le déplacement d'un point des franges demeure constant au cours du laps

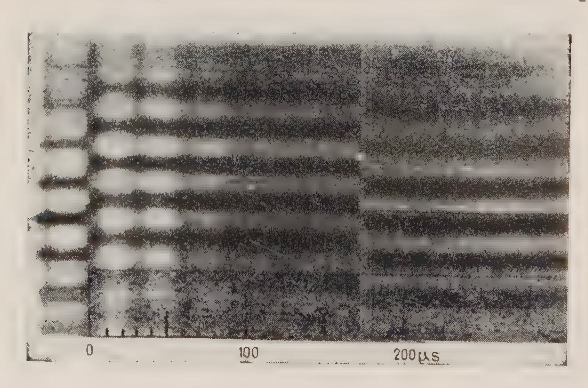


Fig. 4. — Interférogramme $N_2 \to A$, $M_1 = 4{,}21$, $(\rho_2/\rho_1)_{exp.} = 3{,}44$, $(\rho_2/\rho_1)_{théor.} = 3{,}43$.

de temps séparant les passages de l'onde de choc devant les premier et deuxième hublots. Au cours de cette période par conséquent les variables de l'écoulement gardent une valeur constante. Celles-ci restent encore constantes pendant un certain temps après le passage de l'onde devant le deuxième hublot puisqu'on observe le retour des franges à leur position primitive.

L'analyse quantitative de l'interférogramme condu[it] aux valeurs suivantes de certaines des grandeurs ph[y]siques caractérisant l'écoulement : $U_S = 1\,344$ m[/s], $M_1 = U_S/a_1 = 4{,}21$ (a_1 = célérité de propagation [du] son dans le gaz d'essai), $\rho_2/\rho_1 = 3{,}44$, tandis que l'[on] déduit des trois équations de conservation, en utilisa[nt] les conditions initiales et la valeur mesurée de M[$_1$], $\rho_2/\rho_1 = 3{,}43$. Il y a donc un excellent accord entre [la] théorie et l'expérience. On remarquera d'ailleurs q[ue] l'élévation de température n'est pas suffisante po[ur] provoquer l'ionisation de l'argon.

2° Conditions de l'essai, gaz moteur : héliu[m] ($p_4 = 80$ kg/cm²) ; gaz d'essai : argon ($p_1 = 11$ mm [de] mercure). Le dépouillement de l'interférogramm[e] (*fig.* 5) conduit aux valeurs suivantes : $M_1 = 8{,}8$[3],

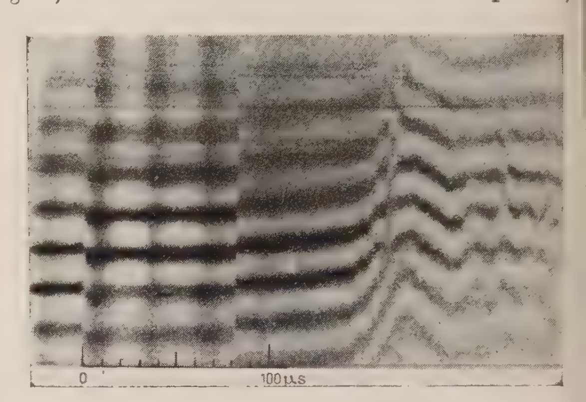


Fig. 5. — Interférogramme He → A, $M_1 = 8{,}83$, $(\rho_2/\rho_1)_{exp.} = 3{,}84$, $(\rho_2/\rho_1)_{théor.} = 3{,}835$.

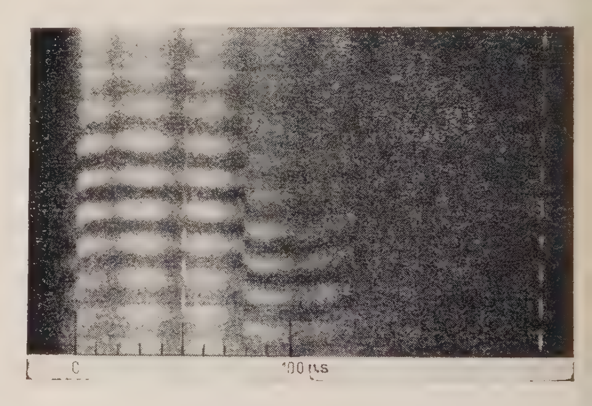


Fig. 6. — Interférogramme $H_2 \to A$ + traces d'air, $M_1 = 9{,}05$, $\rho_2/\rho_1 = 4{,}90$.

$\rho_2/\rho_1 = 3{,}84$, alors que le calcul, exécuté comme in[di]qué ci-dessus, donne $\rho_2/\rho_1 = 3{,}835$. Le déplaceme[nt] des franges reste sensiblement constant tant que l'on[de] de choc se trouve entre les deux hublots. Après [le] passage de l'onde de choc devant le deuxième hubl[ot] qui entraîne le retour des franges à leur position p[ri]mitive, on observe une nouvelle et légère montée d[es] franges due vraisemblablement à des échanges [de] chaleur entre la masse gazeuse et les parois du tu[be] précédant l'arrivée devant le premier hublot de [la] zone de mélange fortement turbulente.

3° Conditions de l'essai, gaz moteur : hydrogè[ne] ($p_4 = 80$ kg/cm²) ; gaz d'essai : argon ($p_1 = 25$ m[m]

de mercure) (*fig.* 6). Des traces d'air ont été admises dans le gaz d'essai afin de mettre en évidence la représentation du phénomène de relaxation sur un interférogramme. Les franges, au lieu d'être rectilignes dès l'origine du déplacement, dessinent tout d'abord une courbe jusqu'à ce que les variables de l'écoulement atteignent leur valeur d'équilibre. Ce n'est qu'à partir de cet instant seulement qu'elles deviennent rectilignes. Cette courbe est décrite en sens inverse après le passage de l'onde de choc devant le deuxième hublot. Le nombre de Mach et le rapport des densités déduits du dépouillement de l'interférogramme apparaissent égaux respectivement à 9,05 et 4,90.

4° Conditions de l'essai, gaz moteur : hydrogène à la pression initiale $p_4 = 74$ kg/cm² ; gaz d'essai : air à la pression initiale $p_1 = 1$ cm de mercure. L'analyse de l'interférogramme (*fig.* 7) conduit aux valeurs suivantes : $M_1 = 12{,}95$ et $\rho_2/\rho_1 = 10{,}4$ (valeur qui coïncide avec celle obtenue en exécutant le calcul comme indiqué ci-dessus).

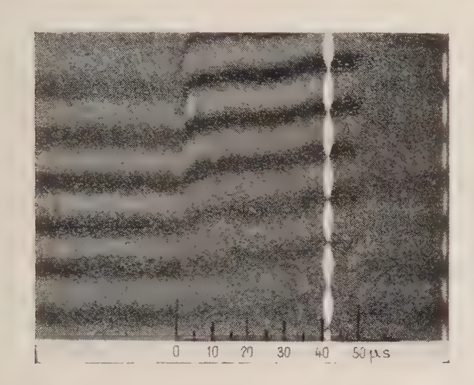


Fig. 7. — Interférogramme $H_2 \rightarrow$ air atmosphérique, $M_1 = 12{,}95$, $(\rho_2/\rho_1)_{exp.} = (\rho_2/\rho_1)_{théor.} = 10{,}4$.

8. — Photographie de phénomènes de diffraction ;

par MM. M. Cagnet, M. Françon et J.-C. Thrierr,
Institut d'Optique, Paris.

Technique de l'enregistrement des clichés. Résultats de l'étude sensitométrique de l'émulsion utilisée. Présentation d'une série de clichés obtenus.

9. — Étalons de différences de phase ;

par Mlle F. Flamant,
Institut d'Optique, Paris.

Principe et réalisation d'étalons de différences de phase, destinés au contrôle des dispositifs à contraste de phase utilisés en microscopie. Ces étalons sont constitués par des mires de gélatine bichromatée transparente, dont les pas varient de 10 µ à 0,5 µ et le déphasage de λ/40 à λ/120.

Dans la deuxième partie, l'auteur donne les résultats de mesures faites avec ces étalons. Le pouvoir séparateur reste le même pour tous les déphasages compris entre λ/40 et λ/120, ainsi que pour les grandissements des objectifs compris entre × 2,5 et × 25.

Pour un déphasage donné, le contraste dans l'image est inversement proportionnel à l'ouverture numérique de l'objectif utilisé ; les différentes droites correspondant aux différents déphasages, sont concourantes en un point pour lequel l'ouverture numérique est unité. Donc pour un fort grandissement de l'objectif, le contraste dans l'image est presque constant, et très faible, tandis que pour un faible grandissement, le contraste varie beaucoup d'un déphasage à l'autre.

En conclusion, pour examiner des objets en contraste de phase pur, on a intérêt à utiliser des grandissements relativement faibles (× 8 par exemple) pour avoir un fort contraste dans l'image, puisqu'un grandissement plus fort n'améliore pas la limite de séparation.

(*) 10. — Étude des couches minces de quelques métaux par rayons X ;

par M. P. Croce et Mme M. Gandais,
Institut d'Optique, Paris.

Les rayons X sont assez peu employés pour l'étude des couches minces ; ils conviennent bien cependant aux couches relativement épaisses (de l'ordre de 0,1 µ) utilisées en optique, surtout pour les éléments de la fin de la classification de Mendéléev.

Ils permettent d'étudier la couche sur le support même où elle s'est déposée (nous avons utilisé le collodion, le verre et le quartz poli, donc à surface amorphe, dans les cas difficiles qui réclamaient un support monocristallin, quartz et verre donnant des résultats très voisins).

La forte transparence de la matière aux rayons X diminue l'importance de la propreté de la couche ; on peut donc utiliser des dépôts étudiés auparavant par d'autres moyens. Pour cette raison aussi, on ne détecte pas les couches d'oxydes ou autres composés superficiels. On peut de plus déterminer la taille des cristaux et la composition des alliages.

Enfin, les rayons X sont beaucoup moins sensibles à la forme des cristaux et aux défauts de structure que la diffraction des électrons.

Les propriétés des couches minces dépendent d'un grand nombre de paramètres dont certains, très importants, tels que le flux d'atomes au début de l'évaporation, ne peuvent être mesurés dans l'état actuel de nos installations. Aussi, nous avons procédé statistiquement en étudiant un grand nombre de couches. Nous nous sommes surtout intéressés aux métaux qui semblent les plus faciles à étudier : peu oxydables comme l'argent ou à basse température d'évaporation comme le zinc, le cadmium, l'étain. Ces derniers donnent souvent des couches à gros cristaux, très diffusantes, ce qui est nuisible à leurs propriétés optiques. Nous avons constaté, comme il est naturel, que le dépôt sur des supports portés à de basses températures diminuait considérablement cette diffusion. La diffusion des rayons X montre qu'il en résulte en même temps la disparition des orientations qui peuvent se produire suivant les cas, comme nous allons le voir, à la température ordinaire.

Aluminium. — L'aluminium nécessite, pour être étudié aux rayons X, de longues durées de pose et des supports de quartz. Nous en avons étudié quelques couches dont les cristaux étaient plus ou moins bien orientés avec leur axe 111 perpendiculaire au support.

Chrome. — Le chrome s'étudie difficilement aussi, avec la raie K_α du cuivre. Les couches sont formées de cristaux extrêmement fins (de l'ordre de 100 Å) qui ne sont pas orientés. Nous avons trouvé dans une couche préparée avec du chrome qui n'était pas extrêmement pur, une autre phase ; il pourrait s'agir de distillation préalable des impuretés.

Argent. — Sur des supports de verre ou de quartz, les dépôts d'argent donnent des diagrammes de diffraction dont les raies sont continues, mais présentent des maxima qui indiquent deux orientations :

un axe 111 normal au support (plans compacts parallèles au support),

un axe 100 au voisinage de la normale.

Cette position, voisine de celle qui peut se déduire de la précédente par une symétrie par rapport à un plan 111, pourrait correspondre à des macles. Mais les maxima sont étendus et représentent un écart d'environ 10° des axes privilégiés à leur position théorique.

L'évaporation dans un moins bon vide, la propreté du support, l'inclinaison du support par rapport au flux des atomes, la nature des creusets, l'épaisseur des dépôts ont peu d'influence sur la dispersion de l'orientation des cristaux. Nous sommes arrivés parfois, en évaporant très lentement, à diminuer l'orientation.

Un faible pourcentage d'impuretés (étain, aluminium) donnant des alliages dont les cristaux ont sensiblement la maille de l'argent, mais sont beaucoup plus petits, diminue beaucoup l'orientation ; le dépôt sur un support refroidi à la température de l'air liquide la supprime.

Sur collodion, nous n'avons pas trouvé d'orientation.

Zinc et cadmium. — Le zinc et le cadmium demandent, pour se déposer, une forte vitesse d'évaporation. L'aspect des différentes couches varie beaucoup : elles sont plus ou moins diffusantes ; la forme des maxima de diffraction change aussi d'un dépôt à l'autre.

L'orientation principale des cristaux dans la couche se fait avec l'axe hexagonal perpendiculaire au support. Cette orientation est bien définie pour certaines couches et plus dispersée pour d'autres ; les maxima sont plus ou moins nets suivant les cas.

Certaines couches, bien orientés, donnent des maxima secondaires beaucoup plus faibles qui correspondraient bien à des cristaux maclés par rapport aux précédents suivant le plan $10\bar{1}2$.

Nous n'avons pas déterminé les causes de ces variations ; l'épaisseur des dépôts n'en semble pas une. Mais, outre la vitesse d'évaporation, la propreté de la surface doit avoir une grande importance car, parfois, deux couches fabriquées ensemble n'avaient pas le même aspect (les supports de quartz sont nettoyés au carbonate ; puis avant l'évaporation, on fait passer la décharge, mais il existe sur la surface du quartz des petits cratères, très visibles au microscope électronique, dans lesquels peuvent venir se loger des impuretés très difficiles à retirer).

Sur collodion, le zinc s'oriente en général moins bien ; les raies de diffraction n'ont pas de maximum mais leurs intensités relatives ne sont pas celles de la poudre et elles indiqueraient que l'axe hexagonal est au voisinage de la normale à la couche, mais avec une très grande dispersion.

Rappelons que les dépôts formés sur un support refroidi à la température de l'air liquide sont beaucoup plus réfléchissants et ne sont plus orientés.

Bismuth. — Le bismuth s'oriente facilement sur les trois supports employés. Nous ne décelons, par la diffraction des rayons X, presque uniquement qu'une orientation des cristaux : l'axe ternaire perpendiculaire à la couche.

Étain. — Que le support ait été à la température ordinaire ou à celle de l'air liquide, nos dépôts ont été constitués d'étain quadratique (phase stable, ordinairement au-dessus de 18° C).

Sur collodion, aucune orientation privilégiée ne se remarque.

Sur quartz et sur verre, deux orientations se présentent à la fois en général :

1° axe quaternaire dans le plan de la couche, un axe binaire normal à la couche ;

2° axe quaternaire perpendiculaire à la couche.

La dispersion des axes autour de ces positions théoriques est très variable d'une couche à l'autre.

Certaines couches, très bien orientées, ne présentaient qu'une seule orientation, la première. Elle correspond à une croissance des cristaux avec les faces (100) parallèles au support. Or, dans ces plans, les atomes sont dans une disposition assez proche de la forme compacte.

Dans la plupart des couches épaisses, la deuxième orientation devient prépondérante.

Conclusion. — D'une façon générale on peut dire que les cristaux ont tendance à se former avec une couche compacte en contact avec le support. Mais selon le corps et le support, la température de celui-ci et aussi la vitesse d'évaporation, il y a une plus ou moins grande dispersion de l'orientation de l'axe privilégié autour de la normale à la surface du support.

Les dépôts sur collodion se font dans des conditions thermiques très différentes, la capacité thermique de la couche n'étant plus négligeable devant celle du support. L'orientation est améliorée si le collodion est en contact avec du verre, du moins pour l'argent.

L'hypothèse qui nous semble la plus simple pour expliquer nos résultats consiste à admettre que les premières couches ou gouttelettes formées sont très mal cristallisées ou même à l'état vitreux. Lorsque le dépôt s'épaissit, la tendance à une meilleure cristallisation s'accroît d'autant plus vite que la température du support est plus élevée et que la vitesse d'évaporation est plus grande, ce qui augmente aussi la température superficielle. Mais cette cristallisation peut conserver un souvenir d'autant plus vague de l'orientation du support que l'épaisseur de la couche amorphe est plus grande par rapport à la taille des cristaux formés.

Des exemples de diagrammes X et des photographies de couches ou de leur réplique prises au microscope électronique ont été présentées.

Nous tenons à remercier M. le Pr Guinier pour ses conseils et l'aide qu'il nous a donnés, ainsi que les chercheurs et techniciens de l'Institut d'Optique qui nous ont fourni des couches minces.

11. — Propriétés optiques des couches minces d'aluminium déposées par évaporation sous vide (1) ;

par M. R. Lennuier,
Mlle D. Lagarde et M. F. Filippi,
Laboratoire des Recherches Physiques de la Sorbonne.

Les mesures dont nous rapportons les résultats concernent un ensemble de couches d'aluminium déposées dans des conditions identiques sur un support de silice fondue et dont nous avons déterminé les facteurs de réflexion R, de transmission T et d'absorption A pour des longueurs d'onde échelonnées entre 2 500 et 5 500 Å. L'effet du vieillissement a également été observé, les mêmes mesures ayant été effectuées 1 h, 24 h et 3 j après l'évaporation.

I. Réalisation des couches. — Celles-ci ont été préparées par évaporation thermique, sous un vide meilleur que 10^{-5} mm de mercure, d'aluminium de pureté 99,99 % — fourni par la Compagnie Générale du Duralumin et du Cuivre — chauffé par un filament de tungstène dégraphité. Un serpentin de verre, parcouru par un courant d'air froid (provenant d'une bouteille d'air liquide) et placé au-dessus de l'orifice de pompage, améliore le vide et empêche la projection sur le filament de vapeur d'huile provenant de la pompe.

La durée de l'évaporation varie de 2 à 45 s selon l'épaisseur de la couche. Le contrôle de cette épaisseur est fait par transmission en utilisant la raie 2 537 Å du mercure. Pour chaque évaporation nous avons réalisé en même temps que le galet d'épaisseur voulue un galet témoin pour nous assurer de la reproductibilité des conditions de l'expérience.

II. Mesures. — Les facteurs de réflexion ont été mesurés en prenant comme référence le facteur de réflexion d'un canon de quartz, calculé pour chaque longueur d'onde par les formules de Fresnel.

L'appareil est schématisé par la figure 1.

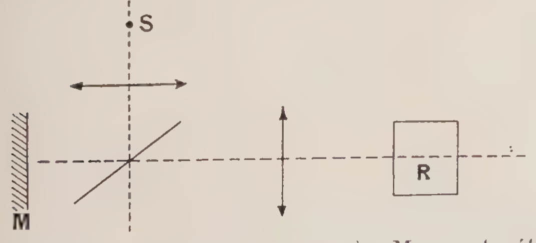


Fig. 1. — S, source (arc à mercure) ; M, quartz étalon ou galet ; R, récepteur (monochromateur et cellule).

(1) Un compte rendu détaillé de ces travaux a été publié dans la *Revue d'Optique*, 1959, **38**, 493.

III. Résultats.

λ									
2 537 Å	R	91	84	68,3	57	29	22,4	16,3	10,8
	A	9	9	10,2	10,4	11,7	15	23,7	17,7
3 650 Å	R	92,5	89	79	69	43	29,4	17,3	10,4
	A	7,5	7,5	9,4	11	13,7	18,6	28,7	17
4 358 Å	R	93	90,5	82,5	71,5	49	34,3	17,2	9,9
	A	7	7,4	9,3	13,2	15,6	19,3	30,2	15,6
5 460 Å	R	92	90	83,5	75,5	54	39,2	17,2	9,4
	A	8	8,4	10,7	14,5	20	22,3	29,5	12

Quelle que soit la longueur d'onde, l'absorption est à peu près constante pour les facteurs de réflexion élevés (couches épaisses), mais pour les couches minces sa variation est importante et passe par un maximum qui atteint 30 % dans le visible.

Le facteur de réflexion varie peu avec la longueur d'onde pour les couches opaques ; pour les couches moins épaisses il présente d'abord un palier dans le visible et décroît dans l'ultraviolet, mais le palier disparaît à mesure que l'épaisseur diminue et la courbe $R = f(\lambda)$ prend une allure rectiligne.

IV. Évolution des couches avec le temps. — Nous avons repéré les couches à l'aide de leur facteur de réflexion R_0 pour 2 537 Å. Pour $R_0 > 20$ % l'absorption croît avec le temps ; pour $R_0 < 20$ %, elle décroît. Dans tous les cas R décroît et T croît. L'évolution est surtout importante dans les premières 24 h qui suivent la sortie du galet de la cloche. L'augmentation de l'absorption est de l'ordre de 2 % pour des couches opaques.

12. — Remarques sur certaines propriétés optiques et sur la structure des couches minces d'argent ;

par M. J.-P. David,
Faculté des Sciences d'Alger.

Cette Communication a fait l'objet d'un article au *Journal de Physique*, mars 1960, p. 157.

13. — Mécanisme de la polarisation par lames minces de sélénium dans l'infrarouge ;

par M. R. Duverney,
Attaché de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique,
Faculté des Sciences de Montpellier.

La communication a pour objet l'étude du mécanisme de la polarisation par lames minces de sélénium dans l'infrarouge de 2 à 20 μ. Les lames étudiées ont été préparées par vaporisation sous vide sur plaques photographiques et décollage à l'eau.

Elles ont des épaisseurs qui varient régulièrement de 2 à 8 μ.

L'étude de la transmission d'une vibration σ perpendiculaire au plan d'incidence sous l'angle de 68°

montre l'existence d'interférences multiples dans les lames.

Chaque lame du polariseur se comporte comme un filtre interférentiel avec ses bandes passantes et ses bandes d'arrêt ; c'est de la disposition relative de ces bandes que dépend la qualité de la polarisation obtenue.

La transmission de n lames de sélénium est T, donnée par

$$1/T = 4n + 1 - 4 \sum_{1}^{n} \cos \varphi_n,$$

φ_n étant la phase de la n^{me} lame.

Pour des lames d'épaisseur régulièrement variable de l'une à l'autre, la somme des cosinus oscille au voisinage de 0 : $1/T \simeq 4n + 1$, soit 33 pour 8 lames au lieu de 17 en incohérence totale (de la Provostaye et Desains).

L'expérience montre d'ailleurs que la polarisation est déjà supérieure à 0,99 avec 6 lames ; la formule ci-dessus tient, en effet, compte de toutes les réflexions entre lames ; or les plis et la diaphragmation diminuent le nombre de celles-ci, ce qui explique la polarisation plus élevée observée.

14. — Remarques sur la structure des couches minces transparentes ;

par M. P. Bousquet,
Faculté des Sciences de Marseille.

Les couches minces déposées par évaporation dans le vide ont une structure complexe qui dépend de très nombreux facteurs et particulièrement des conditions de préparation. L'étude précise des propriétés optiques de ces couches fournit des renseignements détaillés sur leur constitution. Mais les schémas de structure obtenus ne peuvent être considérés que comme approximatifs et il est indispensable de les soumettre de la façon la plus directe possible au contrôle de l'expérience. On présente les résultats d'un tel contrôle.

(*) 15. — Emploi de l'épitaxie pour les recherches sur les couches minces ;

par M. O. S. Heavens,
Royal Holloway College, London University.

Sommaire. — *De nombreux résultats d'expériences sur les couches minces montrent qu'en général les lames polycristallines sont hétérogènes et anisotropes. Nous examinons les avantages éventuels de l'emploi des couches minces produites par épitaxie. Nous donnons quelques résultats préliminaires de nos expériences sur les lames épitaxiales de nickel, résultats comportant des mesures de transmission optique ainsi que des mesures de l'effet Faraday dans certaines directions,*

Introduction. — Les résultats des diverses expériences faites sur des lames minces produites par évaporation thermique ou par projection cathodique montrent que, en général, ces lames sont hétérogènes et, fréquemment, anisotropes. On a cru autrefois que les propriétés des couches minces pouvaient être expliquées en représentant la lame par un échantillon à faces planes et parallèles dont l'intérieur possèderait les propriétés de la matière massive. Dans ce cas toutes les propriétés anormales de la couche proviendraient de la limitation de la dimension dans une direction. Par exemple, la conductibilité électrique d'une couche très mince serait moindre que celle du métal massif à cause de la dispersion des électrons aux surfaces de la lame. En conséquence, l'absorption optique serait diminuée. Pour les couches diélectriques, les propriétés optiques devraient être données par application des lois de l'optique classique ; à moins que l'épaisseur ne soit du même ordre que la distance interatomique, une telle couche doit être caractérisée par un indice de réfraction et un indice d'extinction. Sauf pour les couches très minces, ces constantes optiques seraient celles de la matière massive.

Pour les lames de divers métaux, on trouve que les constantes optiques varient fortement selon l'épaisseur. La partie réalle de l'indice complexe croît au fur et à mesure que l'épaisseur diminue au-dessous de quelques millimicrons. L'indice d'extinction est généralement plus petit que la valeur correspondant au métal massif. Ces résultats s'expliquent par le fait que les lames métalliques très minces ne sont pas continues mais qu'elles consistent plutôt en des agrégats de petits cristallites. Dans les lames les plus minces, ces cristallites ne se touchent pas l'un l'autre. La conductibilité est donc faible et les lames ressemblent à des couches peu absorbantes. Les propriétés de divers systèmes de particules métalliques, réparties dans un milieu diélectrique, ont été calculées. L'allure des courbes représentant les constantes optiques en fonction de l'épaisseur ressemble à celle obtenue par l'expérience, ce qui montre que cette hypothèse est essentiellement correcte. La structure lacunaire de ces couches est démontrée directement par le microscope électronique. Dans le cas des couches minces diélectriques les courbes représentant les facteurs de réflexion et de transmission en fonction de la longueur d'onde ne correspondent pas à celles d'une couche homogène. Dans le cas du fluorure de calcium, Bousquet [2] démontre qu'il existe une *couche de passage*, d'une épaisseur d'environ 70 mμ à l'interface lame/air. Fréquemment l'indice de réfraction des couches diélectriques est nettement plus petit que celui du cristal massif, ce qui indique la présence de vides.

Le phénomène d'épitaxie est bien connu depuis vingt ans. En général, il a été considéré comme un exemple de la croissance des dépôts cristallins. Ce n'est que récemment que ce phénomène a été employé pour produire des couches possédant un degré d'ordre structural dans le but d'étudier les propriétés de ces couches. Des mesures magnétiques sur des couches monocristallines de nickel ont été faites par Collins et Heavens [3]. Plus récemment on a commencé à examiner les dislocations par l'emploi des lames épitaxiales [1]. Les micrographies électroniques montrent que, sauf pour les lames les plus minces (de moins de quelques millimicrons), les lames épitaxiales sont beaucoup moins granulaires que les couches produites par évaporation sur les supports inactifs. Les clichés de diffraction électronique montrent qu'il est possible, après avoir recuit les échantillons dans le vide, d'obtenir des lames entièrement monocristallines, sans distortions ou défauts sérieux. En effet, une telle couche s'approche de beaucoup plus près de l'idéal du théo-

ricien ; celui-ci la représente par deux lignes droites parallèles entre lesquelles se trouvent la matière homogène et isotrope. Il semble probable que les propriétés de ces couches soient moins sensibles à la structure que celles des couches polycristallines, dans lesquelles on a, pour variables, 1° l'orientation des cristallites, 2° les dimensions des cristallites et la répartition de ces dimensions, 3° la présence des vides. De plus, l'emploi des couches épitaxiales offre la possibilité d'étudier les propriétés des lames dans *des directions spécifiques*. De même que les recherches dans le domaine des cristaux massifs (particulièrement des semi-conducteurs) ont fait de grands progrès depuis l'utilisation des monocristaux, de même pourrait-on s'attendre à des progrès semblables dans le domaine des lames minces.

Préparation des lames. — Pour quelques métaux il existe une méthode d'évaporation par laquelle on peut déposer des lames sans aucun risque de contamination. Le métal, en forme de baguette, est tenu verticalement et l'extrémité inférieure est chauffée par bombardement d'électrons [5], [6]. Une goutte de métal fondu, retenue par la tension superficielle, se forme au bout de la baguette et assure la source d'évaporation. Pourvu que la pression de vapeur au point de fusion soit assez forte, la vitesse d'évaporation est bien adéquate. Par exemple, avec une baguette de nickel, d'un diamètre de 3 mm, sur laquelle se forme une goutte d'un diamètre d'environ 6 mm, on obtient une vitesse de formation du dépôt d'environ 1 mμ/s à une distance de 5 cm. Pour fondre la goutte de nickel un courant électronique d'environ 30 mA à une tension de 5 kV est suffisant. Cette méthode a été utilisée pour les métaux suivants : Ni, Fe, Pd, Pt, W, Rh, Ta, Zr et Mo. Elle n'est pas à recommander dans le cas de l'argent, de l'or ou du cuivre en raison d'une pression de vapeur trop basse au point de fusion de ces métaux. Dans l'appareil actuel, la source d'électrons est un ruban de tungstène ou molybdène ; un diaphragme est disposé de sorte que la goutte ne puisse pas « voir » le fil, afin d'éviter la contamination de la goutte par le fil. Un deuxième diaphragme protège l'échantillon contre la contamination directe par le fil. On pourrait aussi chauffer la goutte par induction.

Choix du support. — Il est obligatoire que le support soit un cristal ; chose curieuse, il ne paraît pas très important que les distances réticulaires du support et de la lame soient les mêmes. Par exemple, presque tous les halogénures alcalins croissent l'un sur l'autre, malgré des différences considérables dans les distances réticulaires respectives. Le nickel, le fer et le cobalt croissent tous facilement sur le sel gemme. Ce dernier possède l'avantage que l'on peut facilement le dissoudre et enlever la couche. Il est donc possible de recuire la couche dans le vide afin de supprimer les tensions dans l'échantillon. La face (100) du sel gemme est produite facilement par clivage ; les faces (110) et (111) [sur lesquelles croissent les couches orientées avec les plans (110) et (111) parallèles au support] sont coupées et polies sur du papier filtre mouillé. Quoique cette méthode produise une couche amorphe superficiellement, on trouve que les lames croissent épitaxialement sur le cristal chauffé, ce qui suggère que le chauffage permet la recristallisation de la surface du gel gemme.

Il existe une autre possibilité intéressante, à savoir l'emploi du mica. Il y a une espèce de mica d'Australie (ruby mica) dont on peut produire par clivage des cristaux dont les faces opposées sont exactement parallèles, sans défauts ni gradins *ne dépassant même pas la hauteur d'une seule maille du réseau*. Si un tel échantillon est couvert sur les deux faces par des couches épaisses d'argent et s'il est examiné par transmission, on voit des aires d'une intensité tout à fait constante. La puissance de cette méthode d'examen est si grande que l'on pourrait facilement déceler le changement d'intensité correspondant à une variation d'épaisseur d'une seule maille du réseau du mica (2 mμ). Cependant, il n'est pas possible d'enlever la couche de mica ; mais, pour une mince lame de mica, n'importe quelle tension dans la couche déposée est réduite ou éliminée par une faible courbure de l'échantillon.

Résultats. — Il y a actuellement deux projets en train : on mesure l'effet Faraday sur les lames épitaxiales de nickel, déposées sur les faces (100), (110) et (111) du sel gemme. Les résultats préliminaires sont les suivants : il y a une différence mesurable entre les rotations Faraday pour les directions différentes, celle des lames (111) étant la plus grande. De plus, on obtient la saturation dans la direction normale aux échantillons (100) pour des champs magnétiques plus petits que pour les lames (110) et (111). Ceci est tout l'opposé des résultats obtenus sur les cristaux du métal massif, ce qui montre que la direction de facile aimantation est [111]. On signale que Goureaux, Huet et Colombani [4] ont obtenu récemment des résultats semblables au cours d'expériences sur l'effet Hall dans les lames minces de nickel.

Le deuxième projet concerne les propriétés optiques des lames épitaxiales de nickel sur le mica ; ce dernier a été choisi soigneusement comme étant exempt de gradins. Les réflectances R, R' et T ont été mesurées ainsi que l'épaisseur, par les franges d'interférences (Fizeau). Le métal a été déposé sur le mica, par la méthode d'évaporation signalée ci-dessus, à une température de 400° C. Pour établir une comparaison on a aussi préparé des échantillons sur le mica à la température ambiante. La figure 1 montre les résultats des deux expériences. La courbe pour les couches poly-

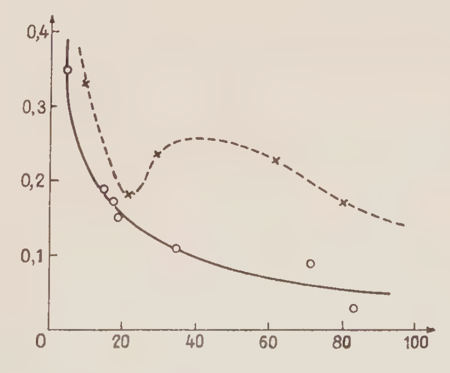


Fig. 1. — Lames de nickel sur mica. En abscisse, épaisseur en millimicrons ; en ordonnée, facteur de transmission pour la longueur d'onde 546 mμ. En trait plein, variation pour les lames épitaxiales ; en tirets, variation pour les lames polycristallines.

cristallines, déposées sur le support froid, montre des variations d'un type fréquemment trouvé pour de telles couches dans le cas d'autres métaux. Cette forme de courbe indique la présence d'une forte variation des constantes optiques en fonction de l'épaisseur, provenant de la structure homogène de la lame. Pour les lames épitaxiales, l'allure de la courbe de transmission est beaucoup plus régulière que celle des lames polycristallines. Bien entendu, ceci ne suggère pas que les constantes optiques de ces couches soient invariables, mais plutôt que, s'il y a des variations, celles-ci sont plus lentes que celles des couches ordinaires. L'analyse complète de ces résultats sera donnée dans une autre communication.

[1] Bassett (G. A.), Menter (J. W.) et Pashley (D. W.), *Proc. Roy. Soc.* [A], 1958, **246**, 345.
[2] Bousquet (P.), *Opt. Acta*, 1956, **3**, 153.
[3] Collins (L. E.) et Heavens (O. S.), *Phil. Mag.*, 1954, **45**, 283.
[4] Goureaux (G.), Huet (P.) et Colombani (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **247**, 189.
[5] Heavens (O. S.), *J. Sc. Inst.*, 1959, **36**, 95.
[6] Kelly (J. C.), *J. Sc. Inst.*, 1959, **36**, 89.

(*) 16. — Sur le montage d'Ebert des réseaux plans ;

par M. J. Brochard,
Faculté des Sciences de Lille.

Sommaire. — *Des variantes du spectrographe d'Ebert ont été proposées et utilisées ces dernières années. Les possibilités de ces montages sont étudiées en tenant compte de la distorsion et de l'astigmatisme. Des formules résultant du calcul de ce dernier défaut sont données. Quelques indications sur un montage réalisé à Lille sont également données.*

Le montage d'Ebert des réseaux plans [1] (*fig.* 1a) est un montage très symétrique dont le miroir unique est utilisé deux fois sur deux parties entièrement séparées ; c'est un cas particulier des montages symétriques à deux miroirs (*fig.* 1b). Cette disposition symétrique et le montage par autocollimation équivalent présentent un astigmatisme comparable mais d'autres aberrations sont compensées dans le premier cas seulement [2].

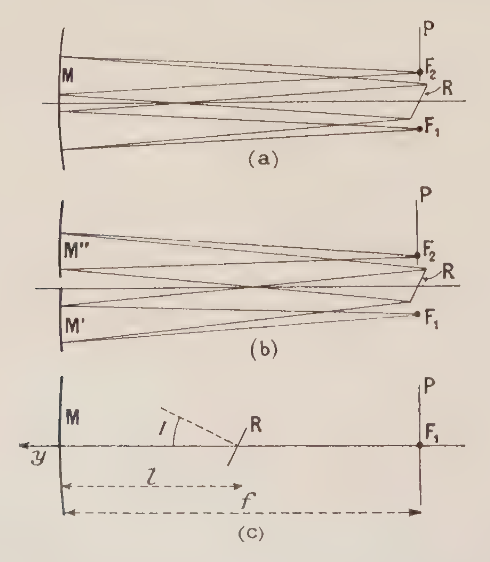


Fig. 1. — M, M′, M″, miroirs ; F_1, F_2, fentes ; R, réseau ; P, plaque photographique.

On doit à Fastie [3] la vogue nouvelle du montage d'Ebert. Le spectromètre Ebert-Fastie, qui possède des propriétés remarquables, utilise deux fentes circulaires portées par un même cercle ayant pour axe celui du miroir d'un montage d'Ebert. Une autre modification au montage d'Ebert a été apportée par Jarrell [4] ; la fente est placée au-dessous du réseau le châssis photographique au-dessus (les traits du réseau sont supposés verticaux), en outre le réseau est rapproché du miroir (*fig.* 1c). Pour un miroir de taille donnée, on gagne ainsi beaucoup en champ photographique, mais l'inclinaison des raies et surtout l'astigmatisme sont gênants.

Au sujet de ces montages quelques points méritent d'être rappelés et précisés. Nous nous bornerons aux montages à faible ouverture. Deux défauts essentiels sont à considérer : la distorsion due au réseau et l'astigmatisme dû au miroir.

Distorsion, inclinaison et courbure des raies. — Partons du montage de base à un seul miroir ; supposons que l'axe Fy du miroir soit horizontal et passe par le centre du réseau et désignons par I l'angle de cet axe avec la normale au réseau, par f la longueur focale

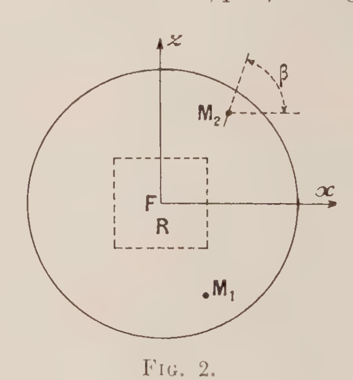


Fig. 2.

par l la distance miroir-réseau (*fig.* 1c). Soient (*fig.* 2) x_1, z_1 les coordonnées d'un point M_1 de la fente d'entrée x_2, z_2 les coordonnées de son conjugué M_2 pour une longueur d'onde λ. L'origine est le foyer F, l'axe Fz est parallèle aux traits du réseau, la distance entre traits est a ; les équations de conjugaison classiques s'écrivent alors

$$k\,\frac{\lambda}{a} = \frac{x_1 \cos I + f \sin I}{\sqrt{x_1^2 + z_1^2 + f^2}} + \frac{x_2 \cos I + f \sin I}{\sqrt{x_2^2 + z_2^2 + f^2}} \qquad (1)$$

et

$$\frac{z_1}{\sqrt{x_1^2 + z_1^2 + f^2}} = \frac{-\,z_2}{\sqrt{x_1^2 + z_1^2 + f^2}}\,; \qquad (2)$$

elles sont rigoureusement satisfaites pour $x_1 = -\,x_2$, $z_1 = -\,z_2$ si

$$x_1^2 + z_1^2 = x_2^2 + z_2^2 = R^2 \text{ constant.}$$

Les fentes circulaires de Fastie apparaissent donc

bien comme rigoureusement conjuguées. Il s'agit d'une *propriété du réseau* qui se conserve si on remplace le miroir unique par deux miroirs, même si les centres de ceux-ci ne coïncident plus. On peut donc ainsi déplacer les fentes sans avoir à changer leur rayon de courbure.

Dans le cas d'une fente verticale, l'image est inclinée et courbe ; l'inclinaison est donnée par

$$\frac{\mathrm{d}x_2}{\mathrm{d}z_2} = \frac{2\,z_2\,\mathrm{tg}\,I}{f}\,[1 + \varepsilon(x_1, x_2)], \tag{3}$$

$$\varepsilon(x_1, x_2) \simeq \frac{x_1 + x_2}{2f}\,\mathrm{cotg}\,I - \frac{x_2}{f}\,\mathrm{tg}\,I. \tag{4}$$

La pente étant proportionnelle à tg I on ne peut faire d'enregistrement à fente fixe que pour $z \simeq 0$. Dans tous les cas on peut obtenir des images sensiblement verticales en inclinant la fente d'entrée de

$$\frac{\mathrm{d}x_1}{\mathrm{d}z_1} = \frac{2\,z_1\,\mathrm{tg}\,I[1 + \varepsilon(x_1, x_2)]}{f}. \tag{5}$$

Comme ε dépend de x_2, l'inclinaison ne peut être rigoureusement compensée que pour une raie du champ photographique, il subsiste en outre une courbure des raies et une courbure de la ligne de dispersion ; ce sont là des inconvénients mineurs pour la photographie, ce seraient au contraire des inconvénients graves pour une exploration du spectre par déplacement de fente à réseau fixe. Dans le cas où $z_1 \simeq 0$, le seul inconvénient qui subsiste est la courbure des images ; le rayon de courbure

$$r \simeq f\,\frac{\mathrm{cotg}\,I}{2}\,[1 - \varepsilon(x_1, x_2)] \tag{6}$$

est variable avec I et, à I fixe, variable avec x_2 (ou λ) ; il est par contre très supérieur à R, mais cet avantage ne peut guère être exploité.

Astigmatisme. — L'astigmatisme est dû aux deux réflexions sur le miroir. Dans le montage de Fastie, la focale tangentielle est tangente au cercle de rayon R portant les fentes et l'élargissement des raies est négligeable. Cette propriété se conserve pour les montages symétriques à deux miroirs non concentriques.

Fastie a donné expérimentalement pour l'astigmatisme une expression qui, avec nos notations, s'écrit

$$\rho' - \rho'' = 0{,}4f(R/f)^2. \tag{7}$$

Il convient de remarquer que, dans ce cas, les deux réflexions se font sous la même incidence i et que les directions des focales se correspondent. L'astigmatisme est alors tout simplement le double de l'astigmatisme principal correspondant à une seule réflexion sous l'angle i ; un calcul immédiat donne alors

$$\rho' - \rho'' = 0{,}5f(R/f)^2 \text{ pour } l = f \tag{8}$$

et $\rho' - \rho'' = 2f[1 - (l/2f)]^2\,(R/f)^2$ pour $l \neq f$.

Contrairement à ce qui a été dit, dans le cas du montage de Jarrell, l'astigmatisme n'est nullement compensé au centre du champ. En ce qui concerne le miroir la situation est exactement la même que dans le cas du montage de Fastie, l'astigmatisme est le même. Si on met au point sur la focale sagittale (verticale) l'élargissement est négligeable. En s'éloignant du centre du champ les focales tournent rapidement car à la focale verticale donnée par la première réflexion correspond pour la seconde une focale dirigée suivant FM$_2$.

Le calcul de l'astigmatisme dans le cas général (x_1 et x_2 quelconques) n'est pas très difficile ; on peut négliger la distorsion du réseau et prendre $z_2 = -z_1$; on trouve, dans le cas du miroir unique,

$$\rho' - \rho'' = \frac{1}{f}\left(1 - \frac{l}{2f}\right)^2 [(x_1^2 + x_2^2)^2 + 4z_1^4 - 8z_1^2\,x_1\,x_2]^{1/2},$$

soit

$$\rho' - \rho'' = \frac{1}{f}\left(1 - \frac{l}{2f}\right)^2 (4z_1^4 + x_2^4)^{1/2} \quad \text{pour } x_1 = 0$$

(cas Jarrell). (9 *bis*)

En désignant par β l'angle d'une focale avec l'axe Fx, on trouve

$$\sin 2\beta = 2z_1(x_1 - x_2)\,[(x_1^2 + x_2^2)^2 + 4z_1^4 - 8z_1^2\,x_1\,x_2)^{-1/2}, \tag{10}$$

soit

$$\sin 2\beta = 2z_2\,x_2(4z_1^4 + x_2^4)^{-1/2} \quad \text{pour } x_1 = 0$$

(cas Jarrell). (10 *bis*)

Dans ce dernier cas, pour $x_2 = z_2$ l'angle des focales avec les axes atteint déjà 32°.

En supposant la fente inclinée de façon à donner des raies verticales, tant que cos β est petit, l'élargissement dû à l'astigmatisme est

$$e \simeq (\rho' - \rho'')\,(h/f)\cos\beta,$$

où h est la hauteur du réseau.

Comme alors $\sin 2\beta \simeq 2\cos\beta$, il vient

$$e \simeq (\rho' - \rho'')\,\frac{h}{f}\,\frac{\sin 2\beta}{2} = \left(1 - \frac{l}{2f}\right)^2 \frac{hz_1(x_1 - x_2)}{f}. \tag{11}$$

Dans le cas du montage de Fastie, comme dans le centre du champ pour le montage de Jarrell, les astigmatismes dus aux deux réflexions s'ajoutent parce que les focales de même nom se correspondent. Pour compenser l'astigmatisme, il faudrait au contraire que les focales de noms contraires se correspondent afin que l'excès de convergence à la première réflexion soit compensé par un défaut de convergence à la seconde réflexion et inversement. Cette condition est, de toute évidence, réalisée pour $x_1 = x_2 = \pm z_1$.

La formule (11), qui donne un ordre de grandeur convenable même si cos β n'est pas très petit, montre que l'élargissement n'est pas diminué par le choix de $x_1 = x_2$ au centre du champ.

Cette position stigmatique pourrait cependant être parfois utile pour l'étude d'une source point par point.

Sur la conception des spectrographes d'Ebert. — Dans le cas des spectromètres à fentes fixes, le montage de Fastie s'impose ; avec des ouvertures faibles, aucun élargissement pas astigmatisme n'est à craindre.

Il est difficile d'obtenir un réglage parfait de la rotation du réseau et d'éviter que celle-ci ne soit accompagnée d'un léger déplacement en hauteur de l'image ; pour que ce défaut ne se traduise pas par un élargissement, il y a intérêt à diminuer la flèche de la fente, donc à augmenter son rayon de courbure. Le choix de R/f n'est pratiquement pas limité par l'astig-

matisme ; les pertes de luminosité restent négligeables pour $R/f < 0{,}1$ au moins si le réseau n'est pas très incliné.

Des considérations géométriques évidentes montrent que pour éviter l'emploi d'un miroir trop grand, mal utilisé, il faut, dans le cas où $l = f$, que $2R$ soit peu supérieur à la largeur du réseau. On s'affranchit de cette contrainte, soit en utilisant deux petits miroirs, soit en prenant $l < f$.

En ce qui concerne la spectrographie photographique, le montage d'Ebert original présente une symétrie supérieure à celle du montage de Jarrell et évite l'élargissement par astigmatisme. Le remplacement du miroir unique par un petit miroir collimateur et un grand miroir objectif permet de réduire la taille de ce dernier ; la souplesse acquise par le montage permet de placer vers le centre du champ le point de meilleure compensation des aberrations.

Spectrographe réalisé a l'Institut de Physique de Lille. — Avec la collaboration de M. Wattelle [5],

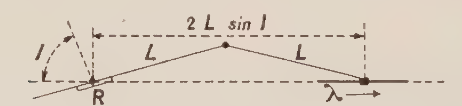


Fig. 3. — R, réseau.

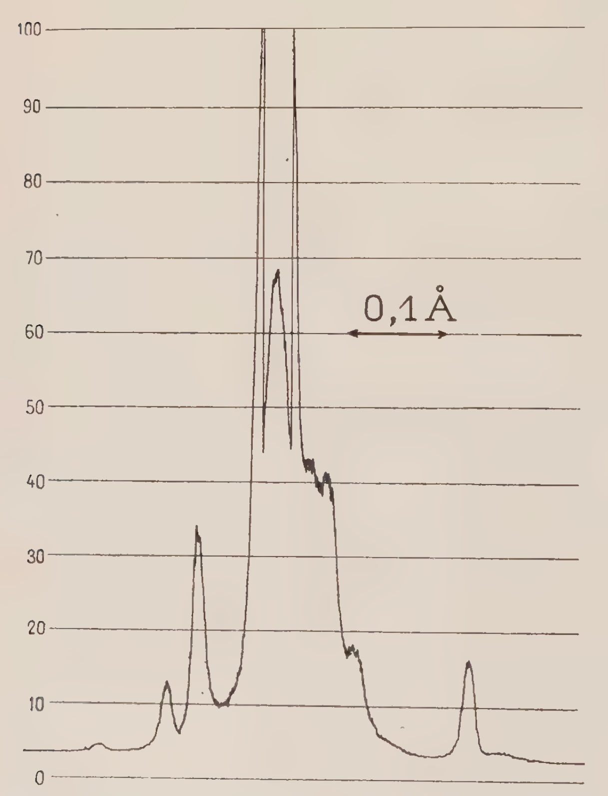


Fig. 4. — Structure de la raie 5 461 Å du mercure. Sensibilité 1/3 pour le sommet de la composante centrale.

nous avons monté à Lille un spectrographe ayant pour élément dispersif un réseau Bausch et Lomb de 206 × 106 mm de partie rayée (308 traits/mm, angle de «blaze»: 68°). Nous avons utilisé une longueur focale de 4 m ; pour l'enregistrement R a été fixé à 20 cm. L'emploi d'un miroir unique de 30 cm de diamètre a conduit à prendre $l = 1{,}5$ m.

Indépendamment du montage spectrométrique, avec ses fentes latérales, le choix d'un miroir unique a permis de monter au-dessous une fente inclinée et au-dessus un châssis photographique. L'appareil réalise donc à la fois un spectromètre du type Fastie et un spectrographe auxiliaire du type Jarrell.

Le champ photographique n'est bon que sur une faible largeur : avec $z = 16$ cm (centre de la fente), pour $x_1 = 0$, $x_2 = 8$ cm on trouve déjà un élargissement calculé de 60 μ. C'est précisément la mauvaise qualité des images observée au bord du champ ($x_2 = 20$ cm) qui nous a conduit à étudier l'astigmatisme.

L'enregistrement direct donne, par contre, des résultats excellents. La rotation du réseau est assurée par un dispositif à long bras de levier donnant une dispersion linéaire en longueur d'onde (*fig.* 3).

Des enregistrements, dans le 11e ordre, de la structure hyperfine de la raie 5 461 Å du mercure donnent des composantes dont la largeur correspond à un pouvoir de résolution peu inférieur à 400 000 (*fig.* 4).

Comme la largeur de source et la largeur de fente ne sont pas négligeables, le pouvoir de résolution limite de l'appareil n'est pas très inférieur au pouvoir de résolution théorique de 600 000 ; il est nettement supérieur au pouvoir de résolution effectif donné par le constructeur (260 000).

[1] Ebert (H.), *Wiedemann Ann.*, 1889, **38**, 489.
[2] Czerny (M.) et Turner (A. F.), *Zeits. Physik*, 1930, **61**, 792.
[3] Fastie (W. G.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1952, **42**, 641 ; 1953, **43**, 1174.
[4] Jarrell (R. F.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **45**, 259.
[5] Wattelle (M.), Diplôme d'Études Supérieures, Lille, 1958.

(*) 17. — Calcul de la position et de la largeur de l'enveloppe des bandes d'une transition électronique (cas d'une molécule diatomique) ;

par M. J. Ruamps,

Laboratoire de Physique Expérimentale,
Faculté des Sciences de Bordeaux.

Lorsqu'on examine un système de bandes à très faible dispersion, la structure de rotation et même celle de vibration deviennent peu apparentes. Il ne subsiste que de petites indentations sur la courbe donnant l'intensité en fonction du nombre d'ondes et nous appellerons enveloppe du système de bandes la courbe régulière la plus voisine. En général, dans les milieux condensés (liquides, solides), seule cette enveloppe pourra être observée.

I. Notations. — Soient ω_1 la fréquence de vibration de l'état supérieur 1 en kaysers, ω_2 celle de l'état

inférieur 2 de la molécule diatomique envisagée. Nous définirons ω et a par

$$\omega^{1/2} = \frac{\omega_1^{1/2} + \omega_2^{1/2}}{2},$$

$$a = \frac{(\omega_2/\omega_1)^{1/2} - 1}{(\omega_2/\omega_1)^{1/2} + 1}$$

et nous introduirons la différence des distances internucléaires $r_1 - r_2$ par l'intermédiaire de

$$\Delta = (1 - a^2)(r_1 - r_2)$$

ou de $S = \Delta^2/2$. r_1 et r_2 doivent être évalués en prenant comme unité de longueur

$$\frac{1}{2\pi}\left(\frac{h\,\mathrm{N}}{\mu_A\,\omega\,c}\right)^{1/2} = \frac{1}{0{,}172\,2\,(\mu_A\,\omega)^{1/2}}\,\text{Å}$$

(μ_A est la masse réduite de la molécule en unités de masse atomique). Enfin nous poserons

$$\alpha = h\,c\,\omega/kT, \quad \alpha_1 = h\,c\,\omega_1/kT, \quad \alpha_2 = h\,c\,\omega_2/kT.$$

II. Rappel d'un cas particulier. — Si on suppose que les deux états électroniques supérieur et inférieur ont la même fréquence de vibration ($\omega = \omega_1 = \omega_2$) et si on fait l'approximation de Condon (moment électronique de transition indépendant de la distance internucléaire), l'expression de l'intensité d'une bande peut se mettre sous une forme très simple [1] et l'on peut même obtenir l'expression exacte de l'intensité totale I_p de chaque séquence [2] (en effet dans ce cas toutes les bandes d'une séquence ont le même nombre d'ondes). L'enveloppe ainsi obtenue par D. Curie [2] est en général très voisine d'une courbe de Gauss. Son centre de gravité (qui coïncide avec le maximum si la courbe est symétrique) correspond au nombre d'ondes

$$\nu_m = \frac{\Sigma\, I_p\, \nu_p}{\Sigma\, I_p} = \nu_0 - S\omega$$

et le moment du deuxième ordre à partir du centre de gravité vaut

$$\delta^2 = \frac{\Sigma\, I_p(\nu_p - \nu_m)^2}{\Sigma\, I_p} = \omega^2\, S \coth\frac{\alpha}{2}.$$

Enfin, en admettant que l'enveloppe est une courbe de Gauss, on peut en déduire sa largeur à mi-hauteur en utilisant la relation, valable dans cette hypothèse,

$$L = (8 \operatorname{Log} 2)^{1/2}\,\delta.$$

III. Cas général ($\omega_1 \neq \omega_2$, moment électronique de transition dépendant de la distance internucléaire). — Dans ce cas, les séquences sont étalées et la répartition des bandes dans l'échelle des nombres d'ondes est complexe. Seul le calcul des moments successifs permet de se rendre compte de la position, de la largeur et de la forme de l'enveloppe du système de bandes. Nous supposerons que le moment électronique de transition dépend linéairement de la distance internucléaire et nous écrirons

$$R_e = R_0\left(1 + K\frac{r - r_0}{\Delta}\right),$$

K étant un nombre sans dimensions et r_0 étant défini par

$$r_0 = \frac{r_1 + r_2}{2} - a\frac{r_1 - r_2}{2}.$$

Utilisant alors les développements en série par rapport à a obtenus antérieurement [3], j'ai constaté que les sommations nécessaires pouvaient s'effectuer à l'aide de la formule de Myller-Lebedeff [4], [2] après quelques transformations assez simples (dérivations par rapport à des paramètres convenablement choisis, etc.). Je me contenterai d'indiquer ici les résultats obtenus pour les moments du premier et du deuxième ordres en me limitant aux termes d'ordre 0 et 1 en a et en K. Il n'a pas été tenu compte des facteurs ν^4 et ν qui interviennent dans les intensités respectivement en émission et en absorption. Il n'est utile de le faire que si l'on étudie une grande étendue spectrale.

1° *Spectre d'émission thermique ou de luminescence* (en admettant que la population des divers niveaux de vibration de l'état supérieur est en équilibre thermique) :

$$\nu_m = \nu_0 - \omega[S(1 + 4a) - 2a] - \omega(K + 2a)\coth\frac{\alpha_1}{2},$$

$$\frac{\delta^2}{\omega^2} = S(1 + 10a)\coth\frac{\alpha_1}{2} + K.$$

2° *Spectre d'absorption* : contrairement au cas de l'émission, les résultats sont valables seulement pour les enveloppes obtenues par élargissement des raies d'absorption. On sait que les enveloppes obtenues en absorption grâce à un pouvoir séparateur insuffisant du spectromètre ne sont pas utilisables directement.

$$\nu_m = \nu_0 + \omega[S(1 - 4a) + 2a] - \omega(K + 2a)\coth\frac{\alpha_2}{2},$$

$$\frac{\delta^2}{\omega^2} = S(1 - 10a)\coth\frac{\alpha_2}{2} - K.$$

Ces résultats peuvent s'appliquer sans modification aux centres luminescents lorsqu'on adopte le modèle des courbes de configuration et il est intéressant de remarquer que les expressions ci-dessus sont très voisines de celles obtenues par divers auteurs [5] dans l'hypothèse opposée des centres non localisés.

Cette étude théorique sera développée et diverses vérifications expérimentales vont être tentées.

[1] Ruamps (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 2034.
[2] Curie (D.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 404.
[3] Ruamps (J.), Thèse, Lille, 1957.
[4] Whittaker (E. T.), *Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, 1941, **61**, 1.
[5] Huang (K.) et Rhys (A.), *Proc. Roy. Soc.* [A], 1951, **204**, 406 ;
Lax (M.), *J. Chem. Physics*, 1952, **20**, 1752 ;
O'Rourke (R. C.), *Phys. Review*, 1953, **91**, 265 ;
Meyer (H. J. G.), *Physica*, 1955, **21**, 253.

18. — Bruits et bruitages en optique ;

par M. P. M. Duffieux,
de l'Université de Besançon.

La communication faite sous ce titre, beaucoup plus longue qu'il n'était prévu par suite de la grève des chemins de fer du 6 mai, n'est pas publiable mais sera

publiée par fragments. La partie relative aux attitudes de la théorie de l'information, informations simple, cathéchèse et didactique, ainsi que tout ce qui a trait aux bruits acoustiques et optiques, sera publiée sans doute aux *Cahiers de Physique* sous le titre général d'Analyse spectrale. La discussion des codes et les très nombreuses figures qui les accompagnent feront sans doute l'objet d'une publication de laboratoire par procédés modernes de reproduction. L'auteur espère pouvoir envoyer un exemplaire à chacune des personnes qui étaient présentes au Symposium de Marseille les 7 et 8 mai 1959.

19. — Contribution à l'étude de la diffusion de la lumière par les eaux de mer ;

par M. A. Ivanoff,
Muséum National d'Histoire Naturelle
et École Supérieure de Physique et Chimie, Paris.

(Communication présentée par M. J. Badoz)

I. A la lumière du jour. — Étude du taux de polarisation du résidu sous-marin de lumière du jour (suite à la communication présentée en 1956). Influence de la turbidité, de la profondeur et de la longueur d'onde. Existence à très faible profondeur de vibrations elliptiques.

II. En lumière artificielle. — Étude, sur échantillons et *in situ*, du coefficient de diffusion à angle droit et du taux de polarisation correspondant. Renseignements ainsi obtenus sur les particules en suspension. Application à l'hydrologie et à la biologie marine.

Références bibliographiques :

1° Concernant la polarisation du résidu sous-marin de lumière du jour :

Un polarimètre sous-marin à cellule photoélectrique. Premiers résultats obtenus, *Bull. Inform. C. O. E. C.* [9], 1957, **9**, 491.

En collaboration avec Waterman (T. H.), Elliptical polarization of submarine illumination, *J. mar. Res.*, 1958, **16**, 255.

En collaboration avec Waterman (T. H.), Factors, mainly depth and wavelength, affecting the degree of underwater light polarization, *J. mar. Res.*, 1958, **16**, 283.

2° Concernant les propriétés diffusantes et polarisantes des eaux de mer en lumière artificielle quasi-parallèle :

Au sujet de l'utilisation d'un diagramme « taux de polarisation de la lumière diffusée-coefficient de diffusion » pour caractériser les masses d'eau océanique, *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 2636.

Essai d'hydrologie optique entre Nice et la Corse, *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 3492.

Optical method of investigation of the oceans : the *p*-β diagram, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1959, **49**, 103.

Introduction à une étude des propriétés diffusantes des eaux de la baie de Naples, *Publ. Staz. Zool. Napoli*, 1959, **31**, 33.

20. — Propriétés optiques des alliages Ag-Sn dans l'ultraviolet ;

par M. F. Abelès,
Institut d'Optique, Paris.

21. — A propos des techniques de mesure du facteur de contraste des instruments ;

par M. A. Maréchal,
Institut d'Optique, Paris.

L'une des difficultés que l'on rencontre dans c
mesures est la réalisation de mires convenables :
mire idéale devrait être sinusoïdale et indéfinime
étendue. L'influence de la limitation de ses dimensio
peut être étudiée en utilisant un théorème classiq
de la transformation de Fourier : si la mire sinusoïda
infinie est représentée par une fonction $f_1(x)$ et si l'
n'en prend qu'un intervalle de longueur a, représen
par une « fonction rectangle » $f_2(x)$ de largeur a,
spectre du produit $f_1 f_2$ résulte du produit de comp
sition des transformées g_1 et g_2 de f_1 et f_2 ; il en résul
un élargissement du spectre de fréquences spatial
de la mire, d'autant plus important que a (ou le nomb
de traits) est plus petit.

On peut envisager de réduire l'importance d
erreurs de mesure produites par cet élargissement
utilisant un « masque » $f_2(x)$ dont la transformée so
rapidement décroissante ; le problème est le même q
celui de l'apodisation et des solutions analogues pe
vent être envisagées (masque en courbe de Gauss p
exemple). P. Lacomme a étudié l'influence de c
élargissement et montré, en particulier, que le facte
de contraste à déterminer ne doit pas présenter
dérivée seconde trop importante (à paraître proch
nement dans *Optica Acta*).

22. — Application d'un dispositif de gradation de contraste à la mesure visuelle du facteur de modulation des instruments ;

par M. J. Simon,
Institut d'Optique, Paris.

On compare visuellement, par juxtaposition de deu
plages photométriques, l'image d'une mire à transp
rence sinusoïdale fournie par l'instrument étudié, à un
image étalon de même fréquence, de même écla
rement, donnée par un instrument de petite ouvertu
dont l'image, considérée comme parfaite, obéit au
lois de la diffraction. Cette méthode visuelle, de mi
en œuvre relativement simple, permet d'atteindre u
précision comparable à celle des méthodes phot
électriques.

Si l'on utilise une pupille à transparence uniform
limitée à un contour rectangulaire, on peut obten
une variation de la fonction d'autocorrélation de
pupille en effectuant simplement une rotation d
contour. Dans ces conditions, le flux reste invariab
ainsi que l'éclairement dans l'image, mais le facteur
contraste du faisceau de comparaison varie dans d
proportions importantes.

On égalise les contrastes des deux images, ce qui permet d'obtenir celui de l'image à étudier.

En opérant avec des mires de fréquences différentes, on obtient la courbe donnant le contraste en fonction de la fréquence spatiale.

23. — Interféromètre différentiel pour contrôle des systèmes optiques ;

par M. G. Nomarski,
Institut d'Optique, Paris.

Étude des aberrations et mesure du facteur de contraste des fréquences spatiales.

24. — Résultats récents obtenus par les méthodes optiques de la résonance magnétique ;

par M. A. Kastler,
École Normale Supérieure, Paris.

Dans le cadre des recherches que nous poursuivons au Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure pour développer les méthodes optiques d'études de la résonance magnétique, l'année 1959 a vu l'achèvement de la Thèse de Jean-Pierre Barrat, soutenue le 20 mars, et celle de Jean-Claude Pébay-Peyroula, soutenue le 28 avril.

1. *Cohérence dans la diffusion multiple de la lumière de résonance optique.* — M. Barrat a fait une étude approfondie de ce phénomène qui avait été découvert par Blamont en 1955 (Thèse, 1956, *Ann. Physique*, 1957, **2**, 551), interprété par Brossel et qui avait déjà fait l'objet des diplômes d'études de MM[lles] Guiochon (1955-1956) et Boutron (1956-1957). Barrat a montré que deux méthodes différentes qui permettent en principe de mesurer la durée de vie d'un niveau excité — la méthode de résonance magnétique de Brossel et la méthode magnétooptique de Hanle — fournissent dans le cas de l'état 6 $^3P_1$ de l'atome de mercure des « durées de cohérence » qui peuvent devenir trois fois plus longues que la durée de vie normale lorsque la diffusion multiple des photons intervient. La théorie de cette diffusion cohérente a été établie par Barrat sur la base de la théorie quantique des champs. Elle a été vérifiée par des expériences cruciales, notamment à l'aide d'un dispositif qui permet d'éliminer complètement la diffusion primaire. L'essentiel de la Thèse de Barrat va paraître dans trois articles consécutifs du *Journal de Physique*, fascicules de mai, juin et juillet 1959 (**20**, 541, 633 et 657).

2. M. Pébay-Peyroula a mis en œuvre la méthode d'excitation par choc électronique pour étudier la résonance magnétique des niveaux excités des atomes. Il a obtenu des résultats positifs pour plusieurs niveaux des atomes de mercure et de sodium. Grâce à cette méthode il a pu mesurer les durées de vie, le facteur de Landé et la structure hyperfine de ces niveaux. Cette méthode est susceptible à l'avenir de développements importants. Elle a fait l'objet dans notre groupe de trois diplômes d'études supérieures de MM. Descoubes (1957-1958), Archambault et Priou (1958-1959).

La Thèse de M. Pébay-Peyroula est en cours de publication au *Journal de Physique* (fascicules de juillet et août-septembre 1959, **20**, 669 et 721).

3. M. Bernard Cagnac, guidé par M. Brossel, a réussi à appliquer la méthode de pompage optique avec succès à l'étude des résonances magnétiques nucléaires des isotopes impairs du mercure ^{199}Hg et ^{201}Hg dans l'état fondamental en phase vapeur. Il a pu mesurer avec précision les moments magnétiques des noyaux correspondants et il a pu étudier le processus de relaxation nucléaire dû très probablement au choc des atomes contre les parois de quartz du récipient. La différence entre les temps de relaxation pour les deux isotopes (3 s pour ^{199}Hg, 0,04 s pour ^{201}Hg) montre que l'existence d'un moment électrique quadrupolaire chez ce dernier isotope doit jouer un rôle fondamental dans la relaxation.

Les résultats de cette étude vont être résumés dans trois notes aux *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* présentées par Brossel, Cagnac et Barrat (1959, **249**, 77, 253 et 534).

Nous devons signaler enfin que le mémoire de la Thèse de Jacques Michel Winter (Thèse soutenue en mars 1958 et consacrée aux résonances à plusieurs quanta) vient enfin de paraître aux *Annales de Physique* (fascicule de juillet-août 1959, **4**, 745).

25. — Contribution à l'étude des microfluctuations de l'accommodation ;

par M. A. Arnulf et M[lle] O. Dupuy,
Institut d'Optique, Paris.

En étudiant par une méthode objective les variations de la limite de résolution d'une mire de Foucault en étoile, projetée sur la rétine, on a mesuré les valeurs des microfluctuations de l'accommodation correspondant à divers azimuts du cristallin ; on montre qu'elles passent par un minimum pour une valeur nulle ou faible de l'accommodation et qu'elles peuvent, pour certains sujets astigmates, être variables avec l'azimut.

Cette communication fera l'objet d'un article dans la *Revue d'Optique*.

26. — Transferts d'activation dans les cristaux moléculaires : étude de la fluorescence « retardée » des impuretés en solution solide ;

par MM. A. Rousset, R. Lochet, R. Lacueille et Y. Meyer,
Laboratoire d'Optique moléculaire de la Faculté des Sciences de Bordeaux.

L'étude de la luminescence moléculaire a permis de mettre en évidence de nombreux cas de « transferts d'activation » ou passage de l'énergie électronique d'une molécule excitée à une molécule dans l'état normal (fluorescence sensibilisée, dépolarisation par concentration dans les solutions visqueuses,...).

Aussi les résultats des mesures de Bowen [1] sur la fluorescence des cristaux moléculaires mixtes (anthracène + naphtacène par exemple) et leur interprétation par une migration de l'énergie électronique des molécules du solvant vers les molécules du soluté furent accueillis sans restriction comme une preuve du « transfert d'activation » sous forme excitonique.

Les expériences de E. J. Bowen et de ses collaborateurs ont porté sur de nombreux cristaux mixtes. Ainsi lorsqu'on ajoute, par fusion, des quantités croissantes de naphtacène à de l'anthracène, la fluorescence du mélange, excitée par les radiations ultraviolettes du mercure (365 mμ) passe progressivement du bleu (fluorescence de l'anthracène) au vert (fluorescence du naphtacène).

Bowen a mesuré le rendement pour chacune de ces fluorescences aux différentes concentrations. Il interprète ses résultats en supposant que par absorption des radiations ultraviolettes les molécules d'anthracène sont portées dans le premier niveau excité F et que cette énergie électronique d'excitation passe ensuite de molécule en molécule jusqu'à ce qu'elle atteigne une molécule de naphtacène, qui, excitée à son tour, revient à l'état normal en émettant la plus grande partie de cette énergie d'excitation sous forme de radiation de fluorescence.

Ganguly [2] a montré qu'aux concentrations élevées on obtenait une fluorescence aussi intense du naphtacène en l'excitant directement par des radiations bleues non absorbées par l'anthracène. On doit cependant admettre les transferts d'activation pour expliquer la partie verte de la fluorescence aux concentrations voisines ou inférieures à 10^{-6} où l'absorption par les molécules de naphtacène reste négligeable.

Wright [3] remarqua ensuite que dans le transfert par exciton l'impureté doit être en *solution solide* dans le solvant cristallisé. Or si l'on ajoute de l'anthracène à du naphtalène fondu, lors de la cristallisation, le monocristal de naphtalène ne garde à l'état de solution solide que moins de 5×10^{-7} parties d'anthracène. Les valeurs très faibles qu'il a obtenues pour le rendement de la fluorescence de l'anthracène lorsque $c \leqslant 5 \times 10^{-7}$ n'apportent aucun argument à l'hypothèse des transferts.

En somme Bowen prend pour critérium du transfert, la prédominance de la fluorescence du soluté sur celle du solvant, alors que le soluté est beaucoup moins abondant que le solvant. Mais déjà dans un cristal où la concentration en naphtacène dans l'anthracène dépasse 10^{-5} la fluorescence directe du soluté est suffisamment intense pour fausser toute mesure sur la fluorescence due aux transferts.

Une expérience très simple prouve que la luminescence due aux transferts est une fluorescence retardée. Nous disposions d'un monocristal de naphtalène renfermant de l'anthracène en solution solide $c \simeq 10^{-6}$. Si on le place sur le faisceau lumineux issu d'un arc au mercure et filtré par un verre de Wood, une fluorescence bleue, de luminance sensiblement constante, révèle la trace du faisceau incident. Cette fluorescence est excitée directement par les radiations 365 mμ que n'absorbe pas le naphtalène.

Si l'on examine ce même cristal avec un phosphoroscope du type Becquerel la trace du faisceau bleu disparaît, sauf au voisinage immédiat de la face d'entrée, où sa luminance est d'ailleurs considérablement plus faible que dans l'observation sans phosphoroscope. *Ainsi dans la région où les transferts sont possibles, puisque c'est la seule région qu'atteignent les radiations absorbées par le solvant* (*ici le naphtalène*), *on observe une fluorescence retardée des molécules du soluté* (*ici l'anthracène*).

On ne peut évidemment pas conclure que *toute* la fluorescence due aux transferts est constituée par la seule fluorescence retardée qui sort du phosphoroscope, mais on est sûr, en utilisant le phosphoroscope, d'éliminer toute la fluorescence directe observée dans tout le cristal en l'absence de phosphoroscope et dont l'intensité est hors de proportion avec celle due aux transferts (même pour $c = 10^{-6}$).

Enfin, grâce au phosphoroscope, on élimine sans difficulté toutes les radiations excitatrices, même en employant une poudre au lieu d'un monocristal.

Ce sont les résultats de l'étude au phosphoroscope de la luminescence de cristaux mixtes, anthracène-naphtacène, naphtalène-anthracène et d'un cristal « pur », le chrysène, qui sont rapportés ici.

A. *Étude à la température ordinaire.*

I. Structure et variation d'intensité des bandes aux différentes concentrations. — a) *Naphtacène dans l'anthracène.* — Notre anthracène « pur » renferme 10^{-8} de naphtacène (comme l'a révélé cette étude), sa fluorescence est remarquablement bleue ; dans la fluorescence retardée ce sont les bandes vertes de la fluorescence du naphtacène (501-530-570 mμ) qui sont les plus intenses (*fig.* 1a). On observe également une fluorescence retardée de l'anthracène (426-444 mμ) (qui doit exister également dans le cristal pur). Soulignons en passant la sensibilité de cette méthode d'analyse spectrale.

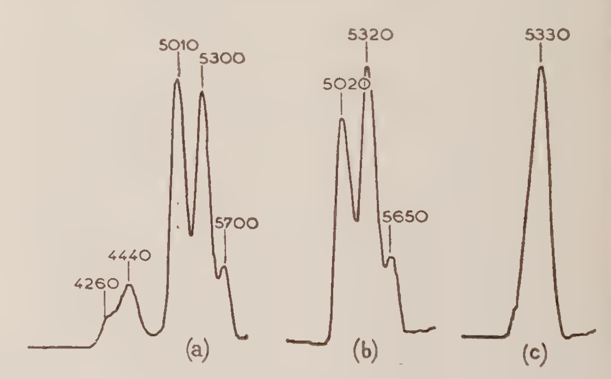


Fig. 1. — Naphtacène dans anthracène : a) $c = 10^{-8}$, 3 mn ; b) $c = 10^{-4}$, 30 s ; c) $= 10^{-2}$, 3 mn.

Quand la concentration du naphtacène augmente, l'intensité de la fluorescence retardée du naphtacène augmente également mais moins rapidement que la concentration du naphtacène : de 1 à 6 quand c varie de 10^{-8} à 10^{-6}. Par contre la fluorescence retardée de l'anthracène disparaît. Enfin la fluorescence retardée du naphtacène est partiellement absorbée à son tour par le naphtacène ; on le voit d'abord sur la bande de plus courte longueur d'onde (pour $c = 10^{-4}$) (*fig.* 1b) ; on doit renoncer à toute mesure précise de l'intensité

de cette fluorescence pour des concentrations supérieures à 10^{-4} (*fig.* 1c).

b) *Anthracène dans le naphtalène.* — Nous n'avons pu obtenir de naphtalène titrant moins de 10^{-6} d'anthracène. A cette concentration nous n'obtenons déjà plus la fluorescence retardée du naphtalène (*fig.* 2a, courbe I). Pour $c = 10^{-4}$ la structure des bandes disparaît (*fig.* 2b) ; c'est que dans la fluorescence retardée de

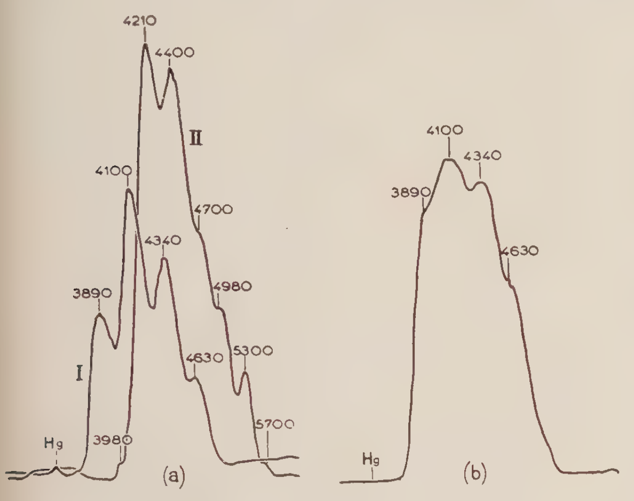


Fig. 2. — Anthracène dans naphtalène : a) courbe I, $c = 10^{-6}$, 10 s ; courbe II, $c = 10^{-4}$, 3 s ; b) $c = 10^{-1}$, 10 s.

l'anthracène cristallisé en excès, les bandes de fluorescence sont décalées de 6 à 10 mμ vers les grandes longueurs d'onde, par rapport à celles de l'anthracène dissous. Aux concentrations plus élevées, la fluorescence retardée de l'anthracène dissous a disparu ; on retrouve la structure des bandes de la fluorescence retardée de l'anthracène cristallisé (*fig.* 2a, courbe II).

II. Mesures des durées de vie. — Avec notre phosphoroscope du type Becquerel, nous n'avons pu pratiquement mesurer la décroissance de l'intensité avec le temps qu'entre 10^{-3} et 3×10^{-3} s après l'excitation. Dans cet intervalle de temps, nous avons vérifié que la décroissance est exponentielle et nous en avons déduit une durée de vie de l'ordre de 3×10^{-4} s, qu'il s'agisse du naphtacène (impureté) ou de son support l'anthracène ; cette durée de vie ne dépend pas de la concentration en naphtacène.

Pour l'anthracène impureté, nous avons trouvé une durée de vie de 5×10^{-4} s dans le naphtalène et de 10^{-3} s dans le phénanthrène.

B. ***Étude à basse température.***

a) *Cristaux mixtes.* — A la température de l'azote liquide (90° K) l'intensité du spectre de la fluorescence retardée diminue. Pour l'anthracène (solvant) et le naphtacène (soluté) la réduction atteint un dixième. Pour l'anthracène en solution dans la naphtalène et le phénanthrène, cette intensité est réduite au centième. Par contre la durée de vie ne varie pratiquement pas. On doit en conclure que l'efficacité des transferts de durée égale ou supérieure à 10^{-3} s est fortement réduite à la température de 90° K.

En l'absence de phosphoroscope, cette forte diminution des bandes du naphtacène n'a été obtenue qu'à 4° K par L. E. Lyons et J. H. White [4] qui opéraient sur un cristal d'anthracène renfermant 10^{-5} de naphtacène tandis que l'intensité des bandes de l'anthracène n'était sensiblement pas modifiée. Au fur et à mesure que la température diminue, on observe la disparition des transferts de durée de plus en plus courte.

b) *Cristaux purs.* — Avec des cristaux de naphtalène ou de phénanthrène purs, N. W. Blake et D. S. McClure [5] ont observé une augmentation de la « durée de vie » de la fluorescence retardée quand la température diminue.

De notre côté, nous avons observé une augmentation considérable de la durée de vie de la fluorescence retardée du chrysène en poudre (10^{-4} s à la température ordinaire, 10^{-1} s à la température de l'azote liquide) ; corrélativement le flux sortant de notre phosphoroscope augmente, même si l'intensité totale de la fluorescence retardée a diminué.

Cependant d'après sa composition spectrale, cette luminescence peut difficilement être attribuée au chrysène, car il faudrait supposer un décalage de 350 Å vers le visible lorsqu'on passe de la solution benzénique au cristal. Des recherches sont poursuivies pour déterminer s'il s'agit du chrysène ou d'une impureté et, dans cette dernière hypothèse, les causes de la différence de comportement aux basses températures de cette poudre et de nos cristaux mixtes.

c) *Transitions* T → S. — A 90° K on obtient, entre 500 et 700 mμ, une partie des spectres de fluorescence de longue durée dus à des transitions T → S avec les poudres de naphtalène, de phénanthrène et de chrysène.

[1] Bowen (E. J.), *Nature*, 1938, **142**, 108 et 1944, **153**, 623 ; *J. Chem. Physics*, 1945, **13**, 306 ;
Bowen (E. J.) et Mikiewicz (E.), *Nature*, 1947, **159**, 706 ;
Bowen (E. J.), Mikiewicz (E.) et Smith (F. W.), *Proc. Phys. Soc.* [A], 1949, **62**, 26.
[2] Ganguly (S. C.), *Nature*, 1943, **151**, 673 ; *J. Chem. Physics*, 1945, **13**, 128.
[3] Wright (G. T.), *Proc. Phys. Soc.* [A], 1953, **66**, 778.
[4] Lyons (L. E.) et White (J. H.), *J. Chem. Physics*, 1958, **29**, 447.
[5] Blake (N. W.) et MacClure (D. S.), *J. Chem. Physics*, 1958, **29**, 722.

(*) **27. — Mesures interférométriques et transformations de Fourier électroniques dans l'évaluation des images de diffraction formées par des réseaux optiques dans des arrangements spectroscopiques courants et nouveaux [6] ;**

par M. G. W. Stroke,
Institut d'Optique, Paris.

Sommaire. — *On décrit le principe et le succès des vérifications expérimentales d'une nouvelle méthode de calcul des taches de diffraction par transformation de Fourier, développée pour la détermination (à partir de mesures inter-*

férométriques dans les surfaces d'onde) des possibilités de transmission d'information spectroscopique des nouveaux réseaux de diffraction, à très grande luminosité dans le visible et l'ultraviolet, de dimensions allant jusqu'à 260 × 127 mm, et pouvant donner des pouvoirs de résolution allant jusqu'à 2.10⁶ dans le visible lorsque deux réseaux sont utilisés en série dans de nouveaux arrangements spectroscopiques dont les avantages seront signalés.

I. Introduction. — L'apparition des grands réseaux de diffraction de très bonne qualité et luminosité, de largeur atteignant 260 mm [5], [3*e*], [3*f*], a rendu possible la construction d'arrangements spectroscopiques [1] à performances de résolution pouvant atteindre 2.10^6 dans le visible [6], [13], avec une luminosité suffisante, les surfaces des *pupilles* dépassant 120 cm² (réseaux à 64°), pour des études isotopiques et isomériques, même avec des sources ne contenant que 10^{12} atomes [2].

Le problème de la caractérisation de l'adaptation des réseaux à des travaux spectroscopiques donnés a formé le sujet de nombreuses études dans le passé [3] et l'on s'attachait, généralement, à rechercher expérimentalement dans quelle mesure le réseau pouvait séparer deux raies spectrales (ou l'équivalent artificiel) de même intensité. Le critère de référence, dans ces conditions, était formé par une limite de résolution correspondant à l'ouverture de la pupille déterminée par la largeur du réseau à son angle d'utilisation.

Or, il est bien connu en optique que beaucoup de types d'aberrations de la surface d'onde se trouvant à l'intérieur de cette pupille n'ont que très peu d'influence sur la possibilité de séparer deux raies de même intensité dans ces conditions, bien que l'influence sur la formation des images en général soit considérale. Même si les pieds de la tache de diffraction ont des intensités relativement grandes par rapport au centre et que la largeur de la tache (par exemple à mi-hauteur) soit sensiblement agrandie par rapport à la largeur idéale, il est encore possible à un bon expérimentateur de montrer deux raies séparées « à la limite », pourvu que l'exposition photographique soit faible et que les possibilités fournies par les non-linéarités du procédé photographique soient proprement exploitées. Dans le cas spectroscopique général, à raies rapprochées pouvant avoir des rapports d'intensités très variables, ces efforts ne fournissent malheureusement pas beaucoup d'information utile sur l'adaptation du réseau à la localisation et à la séparation correcte des raies, ni, en particulier, sur la possibilité d'étudier les profils spectraux de ces raies. Nous avons eu l'occasion d'essayer aussi de nombreuses autres méthodes d'évaluation des réseaux, telles que des mesures de résolution avec des raies d'inégales intensités, de méthodes d'étude des surfaces d'onde de Foucault, de contraste de phase et à dédoublement par polarisation ou autres, ainsi que des examens photoélectriques de raies simples provenant de sources isotopiques et aussi des méthodes d'évaluation de la fonction de transmission des fréquences spatiales, méthodes qui peuvent toutes fournir certains renseignements partiels sur la nature des réseaux examinés. On trouve que les résultats ainsi obtenus ne sont ni suffisamment complets, ni uniques, dans le cas général, et ne sont, en fin de compte, pas satisfaisants pour l'usage recherché.

Nous nous sommes donc posé le problème de concevoir et de développer une méthode d'évaluation de réseaux de diffraction qui soit à la fois physiquement correctement fondée, rapide dans sa mise en œuvre et fournissant, à partir de mesures expérimentales faciles, la répartition de la lumière dans les images de diffraction formées par un réseau donné, répartition qui a une signification physique bien précise, fondamentale dans la formation des images optiques, et utilisable dans les applications spectroscopiques des réseaux.

II. Principe et vérification expérimentale de la méthode de calcul des taches de diffraction formées par des réseaux imparfaits. — Il y a quelques années [4], nous avons décrit une méthode de mesure interférométrique de la position des sillons tracés sur un réseau au moyen de mesures sur les interférogrammes des surfaces d'onde diffractées obtenus facilement, et en quelques minutes de temps seulement, en plaçant le réseau, à son grand angle d'utilisation, à la place de l'un des miroirs dans un interféromètre de Michelson-Twyman-Green. Cette méthode a trouvé une application très utile et d'une puissance inégalée dans l'évaluation rapide des réseaux par inspection, ainsi que dans l'amélioration des machines à tracer les réseaux, en particulier de celle contrôlée par un système asservi interférométrique-photoélectrique au Massachusetts Institute of Technology [5], [3*f*]. Ces interférogrammes fournissent, sous forme graphique, la répartition de phase des vibrations lumineuses dans les surfaces d'onde diffractées et il arrive que ces mêmes interférogrammes se prêtent précisément à la détermination de la répartition de la lumière (amplitude, phase, intensité) dans les taches de diffraction qui seront formées par les surfaces d'onde ainsi représentées.

En effet, dans des conditions que nous avons précisées plus complètement ailleurs [6], il est possible d'écrire que la répartition d'amplitude complexe de la lumière dans les images de diffraction formées par les surfaces d'onde diffractées est donnée par une transformation de Fourier à un seul paramètre de la répartition de l'amplitude complexe de la lumière dans la surface d'onde. Ceci est le cas, en particulier, si la polarisation et l'amplitude (réelle) sont uniformes dans la surface d'onde et si les sillons sont parallèles et de même profondeur sur toute de leur longueur (conditions généralement faciles à remplir dans les réseaux suffisamment bons pour mériter des évaluations du genre dont il est question ici). Dans ces conditions, la répartition de l'amplitude complexe à mesurer dans la surface d'onde se ramène à la mesure de la répartition de phase qui est, précisément, représentée dans les interférogrammes décrits ci-dessus.

Il est évident et bien connu qu'il est possible de faire des mesures bien plus précises dans les surfaces d'onde que dans les taches de diffraction qu'elles forment [7], [8], [9] (le premier zéro de la tache formée, dans le vert, par un réseau de 254 mm de large utilisé à 64° n'est qu'à 1″ environ du centre ce qui, même dans un spectrographe de 12 m de longueur focale ne correspond qu'à 0,06 mm environ). Il est clair aussi que les répartitions de phase dans les surfaces d'onde ne seront pas représentables par des fonctions facilement intégrables dans le cas général. Et il est évident aussi qu'il est nécessaire de faire *une* sommation, c'est-à-dire une transformation de Fourier par point-image. Pour ces deux dernières raisons, en particulier,

nous avons décidé d'effectuer les calculs par transformation de Fourier sur un ordinateur digital IBM 704, machine qui fournit les résultats recherchés, ainsi que nous le préciserons, en quelques minutes de temps seulement, ce qui est fort économique aussi, étant donné que, d'une façon générale, le coût des calculs n'est pas élevé pour des travaux de ce genre.

La mise en équation des calculs se présente de la façon suivante. Soit u la coordonnée dans la surface d'onde normale à la projection des longueurs des sillons, soit A la largeur de la pupille suivant u et soit $g(u)$ la répartition d'amplitude complexe dans la pupille. La répartition de l'amplitude complexe dans un point P de l'image suivant une coordonnée x parallèle à u dans la surface focale d'un système de longueur focale f est donnée par

$$a(x)_{\mathrm{P}} = \exp\,[\mathbf{i}(\omega t - \Phi)] \times \times \int_{-A/2}^{+A/2} g(u) \exp\,[-\mathbf{i}(2\pi/\lambda f)\, xu]\, \mathrm{d}u, \quad (1)$$

où ω est la fréquence de la vibration lumineuse, Φ un terme de phase (constant le long de la surface d'onde) et t le temps.

Dans le cas d'une surface d'onde aberrante, avec une aberration $\Delta(u)$ à partir d'une surface d'onde de référence parfaite, on peut écrire

$$g(u) = A(u) \exp\,[\mathbf{i}k\,\Delta(u)], \quad (2)$$

où $k = 2\pi/\lambda$. En normalisant pour l'ordinateur et en écrivant

$$\beta = \pi x/(\lambda/A)f = \pi\, x/x_0,$$

on obtient les expressions suivantes pour les répartitions de l'amplitude $A(\beta)$ et de la phase $\Phi(\beta)$ dans l'image en fonction de la coordonnée image β :

$$A(\beta) = \int_{-1}^{+1} g(\eta) \exp\,(\beta\eta)\, \mathrm{d}\eta \quad (3)$$

et

$$\Phi(\beta) = \mathrm{arctg}\,[\mathrm{Im}\, A(\beta)/\mathrm{Re}\, A(\beta)], \quad (4)$$

où

$$g(\eta) = A(\eta) \exp\,[\mathbf{i}k\,\Delta(\eta)]. \quad (5)$$

$g(\eta)$ est une fonction de phase seulement dans les conditions de polarisation et de directivité uniformes suivant la largeur du réseau mentionnées ci-dessus, conditions dans lesquelles $|A(\eta)| = 1$. Ce qui est essentiel à noter ici est que la fonction $\Delta(\eta)$ qui décrit l'aberration de la surface d'onde (à partir d'une surface d'onde de référence plane ou sphérique) est obtenue sous une forme immédiatement utilisable dans les interférogrammes.

La relation (3) a la forme d'une transformation de Fourier. Le calcul, préparé par l'auteur (avec l'aide pour la programmation de M. Muriel Kannel) pour être effectué digitalement sur l'ordinateur IBM 704 du M. I. T., fournit les résultats suivants :

$$\mathrm{Re}\,[A(\beta)] = \mathrm{Re}\left[\int_{-1}^{+1} g(\eta) \exp\,(\mathbf{i}\beta\eta)\, \mathrm{d}\eta\right], \quad (6)$$

$$\mathrm{Im}\,[A(\beta)] = \mathrm{Im}\left[\int_{-1}^{+1} g(\eta) \exp\,(\mathbf{i}\beta\eta)\, \mathrm{d}\eta\right], \quad (7)$$

$$\Phi(\beta) = \mathrm{arctg}\,[\mathrm{Im}\, A(\beta)/\mathrm{Re}\, A(\beta)], \quad (8)$$

et

$$I(\beta) = (1/4)\,[A(\beta)\, A^*(\beta)] \quad (9)$$

et cela pour un maximum de 970 valeurs de β s'échelonnant entre $\beta = -218$ et $\beta = +218$, allant de -70 à $+70$ unités de diffraction, et réparties suivant des intervalles convenablement choisis de façon à obtenir une densité de points et une précision de calcul de plus en plus grandes lorsqu'on s'approche du centre des raies. Par exemple, on obtient des valeurs pour 45 points entre les deux premiers zéros de diffraction avec une précision de la 3e décimale. Le calcul peut être arrêté à n'importe quelle valeur de β (et repris ensuite, si nécessaire). Des durées typiques de calcul sont de 2,5 mn jusqu'à $\pm$ 4 unités de diffraction, 7,5 mn jusqu'à $\pm$ 23 unités. Les valeurs de la fonction $g(\eta)$ sont présentées pour le perforage des cartes en 1 000 points η, nombre calculé comme devant suffire largement pour la représentation des surfaces d'onde produites par des bons réseaux modernes. Ce choix est également confirmé comme bon par la comparaison, très satisfaisante, effectuée dans chaque calcul entre les valeurs basées soit sur 1 000 soit sur 500 points η, ainsi que par le très bon accord entre les valeurs calculées et les images spectrales de raies isotopiques effectivement obtenues avec le réseau et pour lesquelles des comparaisons peuvent déjà se faire à partir du voisinage du premier zéro de diffraction dans plusieurs cas. Ce très bon accord pour l'intensité et la position des images « satellites » est illustré par la figure 1 pour un réseau M. I. T. de 254 mm de large, utilisé à 64° environ, pour trois raies de l'isotope ^{198}Hg, 5 461 Å, 4 047 Å et 2 537 Å. Dans cette figure, c'est la *racine carrée* de l'intensité qui est portée dans les courbes calculées, pour la clarté du dessin : les hauteurs relatives des " satellites " sont donc bien moins grandes en réalité, ainsi que le confirment les résultats expérimentaux apparaissant dans les photographies correspondantes. Plusieurs aspects particulièrement intéressants sont à noter dans cette figure. D'abord, il se trouve que dans ce cas (dû à des conditions d'évaporation imparfaites) la surface d'onde s'applique le mieux à une surface de forme parabolique qui, à elle seule, donnerait une tache de diffraction parfaite dans sa meilleure mise au point. D'autre part, les déviations à partir de cette surface de référence qui, dans le vert, ne dépassent pas $\lambda/10$ (0,207 frange exactement) sont néanmoins suffisantes pour produire des images satellites relativement importantes dans une région, il est vrai, 100 fois plus rapprochée du centre de la raie que la position des « ghosts » (raies fantômes) de Rowland autrefois importants, mais pratiquement inexistants dans ces réseaux même à ces grands angles [3*f*]. Ces valeurs sont à rapprocher de celles (de l'ordre de $\lambda/50$ ou mieux) calculées par Chabbal [10] pour les tolérances sur la planéité pour les meilleurs étalons de Fabry-Perot ; il n'est pas improbable que des tolérances du même ordre devront être respectées pour éliminer complètement les satellites et déformations des taches de diffraction près du centre de la raie. Mais il est également vrai que la connaissance précise de la répartition d'intensité dans les taches de diffraction, telle que nous avons réussi à la calculer à partir de mesures expérimentales, ne rend pas une telle élimination complète nécessaire dans tous les cas et permet d'envisager, même si les taches ne

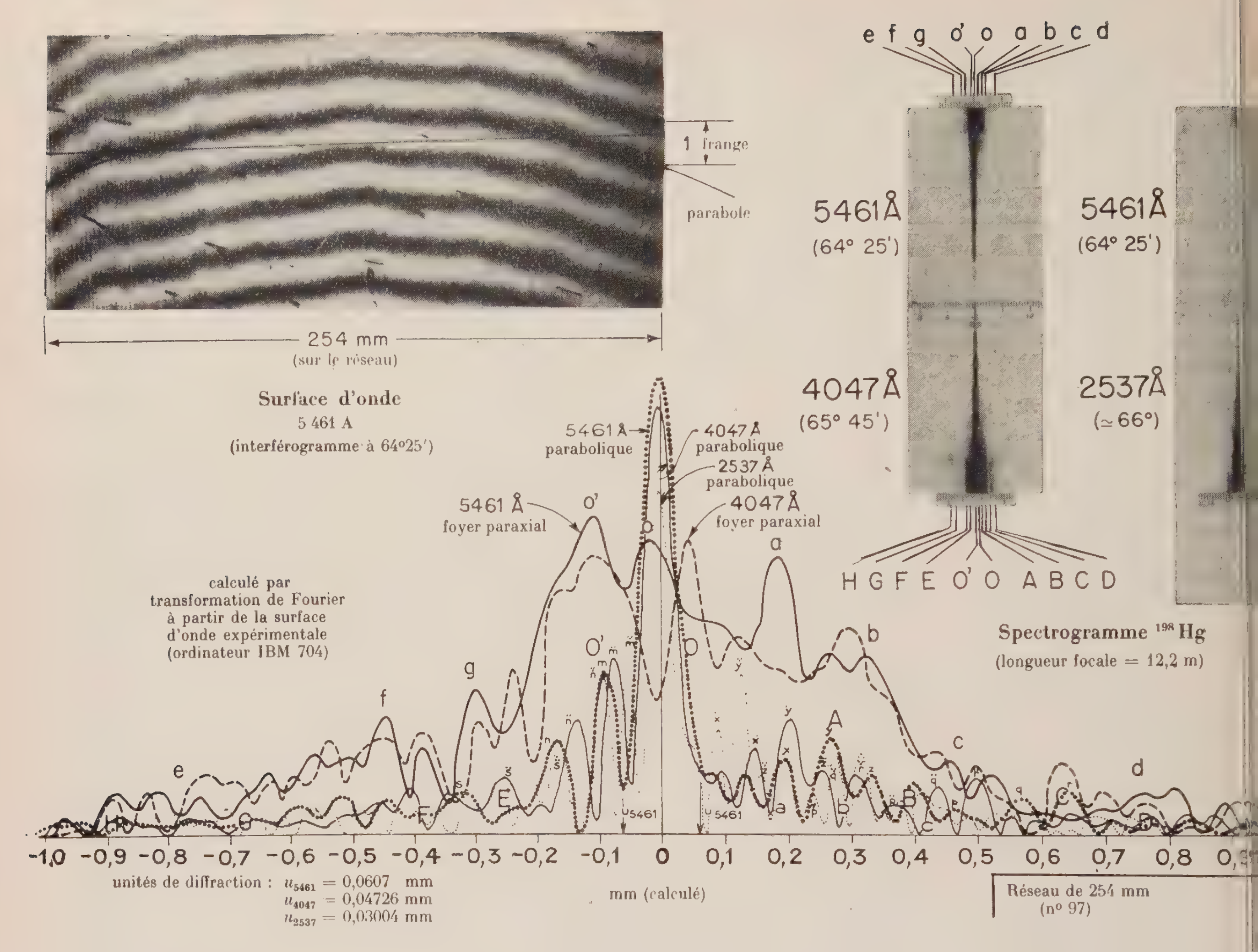


Fig. 1.

sont pas parfaites, l'étude, par transformation de Fourier inverse, de la forme « réelle » de la répartition d'intensité dans des raies spectrales à partir des mesures d'intensités sur les raies enregistrées [6] et formées (mathématiquement parlant) par un produit de composition [11] où interviennent les fonctions instrumentales du réseau que nous calculons et qui sont représentées par les courbes de la figure 1. Finalement, nous avons pu démontrer, et on le vérifie facilement sur la figure, que les satellites des différentes longueurs d'onde vont se rapprocher du centre de la raie dans le rapport des longueurs d'onde pour un même angle du réseau ou, plus généralement, dans le rapport des longueurs d'onde divisées par le cosinus de l'angle d'utilisation (Littrow). Ceci, vrai aussi pour les ghosts de Rowland, n'est pas toujours le cas, notons-le ; nous avons également réussi à démontrer que certaines déviations linéaires (en phase) de la surface d'onde à partir de la surface d'onde de référence (plane ou sphérique) doivent conduire à des satellites dont la distance au centre de la raie est indépendante de la longueur d'onde (à un angle du réseau donné) ; des réseaux que nous avons tracés en introduisant de telles erreurs sous contrôle interférométrique sur la machine à réseaux du M. I. T. [5], [6] ont permis de vérifier cette hypothèse. C'est ce type d'aberrations (dû à des erreurs de tracé accumulées, à des défauts d'aluminiure des miroirs ou à des défauts de montage et spécialement difficile à éviter en pratique) qui est particulièrement responsable de la production de satellites rapprochés du centre de la raie, leur distance au centre ne dépendant que de la pente de la surface d'onde alors que l'intensité dépend de la fraction de la surface d'onde totale couverte par les portions aberrantes. Pour plus de détails et d'autres aspects importants de cette étude, nous ne pouvons, faute d'espace, que renvoyer les lecteurs à la référence [6].

III. Nouveaux montages spectrographiques basés sur l'utilisation de deux réseaux en série. — La recherche de l'exploitation optimum des meilleurs et des plus grands réseaux existant à une époque donnée a conduit à un nouvel arrangement spectro-

graphique [1] qui permet aussi de surmonter certaines des limitations des systèmes à double (ou multiple) passage et des systèmes à immersion [12].

Le montage fondamental [1] consiste en deux réseaux plans ou deux réseaux échelle de mêmes caractéristiques placés en série de façon que les surfaces d'onde soient diffractées successivement et les dispersions ajoutées. Par rapport à un spectrographe ou spectromètre ayant la même dispersion linéaire et ouverture de pupille, la deuxième dispersion en série conduit au triple avantage d'une division par 2 de la longueur focale, d'un pouvoir de résolution doublé et d'une luminosité accrue dans tous les cas où la fraction de flux diffracté par le deuxième réseau dépasse, dans un ordre, un quart du maximum possible (étant donné que l'angle solide a été doublé) ; ceci est le cas pour des réseaux bien directifs modernes utilisés de l'ultraviolet à l'infrarouge. Ces avantages sont obtenus sans qu'il soit aucunement nécessaire de maintenir les deux réseaux dans une relation de phase précise (ainsi que c'est le cas pour des montages à plusieurs réseaux disposés en mosaïque).

L'application du montage fondamental à la construction de spectrographes utilisant deux réseaux échelle identiques placés en série et croisés avec un réseau concave (pour la séparation d'ordres) fera l'objet d'une prochaine publication [13]. On montre facilement que cet arrangement permet l'extension du principe fondamental et de ses avantages aux études d'un domaine spectral très étendu, mais photographié en une seule pose, tout en maintenant l'intervalle spectral libre d'un seul réseau échelle. Les expériences et photographies obtenues avec des divers montages ont permis de vérifier pleinement ces principes.

[1] Stroke (G. W.) et Stroke (H. H.), *Quart. Prog. Report*, 15 octobre 1958, 54.
[2] Hull (R. J.) et Stroke (H. H.), *J. Opt. Soc. Amer.* 1959, **49**, 1088.
[3] *a*) Strong (J.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1951, **41**, 3.
b) Babcock (H. D.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1951, **41**, 776.
c) Hulthén (E.) et Uhler (U.), *Ark. Fys.*, 1952, **3**, 393.
d) Stroke (G. W.), Sullivan (F. H.) et Rice (D.), Spectroscopy Symposium, Chicago, février 1956.
e) Pierce (A. K.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 6.
f) Harrison (G. R.), Sturgis (N.), Davis (S. P.) et Yamada (Y.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1959, **49**, 205.
[4] Stroke (G. W.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **45**, 30.
[5] Harrison (G. R.) et Stroke (G. W.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **45**, 112.
[6] Les résultats détaillés des études résumées ici, et dont le premier exposé public a été donné le 8 mai 1959, ont été publiés par l'auteur dans des tirages préalables du Symposium sur l'interférométrie de Teddington, juin 1959 et de la 5e Conférence de la Commission Internationale d'Optique de Stockholm, août 1959 ; ils ont été soumis pour publication sous forme complète dans la *Revue d'Optique* (juillet 1960).
[7] Maréchal (A.), Thèse, *Rev. Opt.*, 1947, **26**, 257 ; 1948, **27**, 73 et 269.
[8] Ingelstam (E.) et Djurle (E.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1953, **43**, 572.
[9] Hopkins (H. H.), *Opt. Acta*, 1955, **2**, 23.
[10] Chabbal (R.), Thèse, *Rev. Opt.*, 1958, **37**, 49, 336, 502 et 608.
[11] Arsac (J.), *Opt. Acta*, 1959, **6**, 103.
[12] Couder (A.), *J. Physique Rad.* [7], 1937, **8**, 99 S ; Walsh (A.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1952, **43**, 94 ; Jenkins (F. A.) et Alvarez (L. W.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1952, **42**, 699 ; Hulthén (E.) et Neuhaus (H.), *Ark. Fys.*, 1954, **8**, 343.
[13] Harrison (G. R.) et Stroke (G. W.), *J. Opt. Soc. Amer.* 1960, **50** (à paraître).

28. — La production d'énergie électrique d'origine nucléaire en France ;

par M. J. Yvon,
Commissariat à l'Énergie Atomique, Paris.

Le phénomène de la fission a permis la fabrication d'armes redoutables. L'explosif de ces armes a été fourni soit par des usines dites de séparation isotopique : c'est l'uranium 235, soit par des piles atomiques : c'est le plutonium 239.

Dans ces premières piles atomiques, la chaleur dégagée par la réaction en chaîne était traitée comme un déchet dont l'évacuation paraissait une servitude. Quand la paix eut permis de changer les perspectives, on s'est efforcé de récupérer ce déchet et d'en faire de l'énergie industrielle.

Les ingénieurs français se sont trouvés prendre le problème de l'utilisation de la fission à ce second stade. Je voudrais vous retracer la progression qui les a menés de l'ordonnance créant le Commissariat à l'Énergie Atomique à la situation présente. Il n'est pas question de vous présenter un historique exhaustif. Je ne reviendrai pas sur les mémorables travaux — antérieurs à mai 1940 — d'Irène et de Frédéric Joliot-Curie et de leurs collaborateurs. Je rappelle qu'ils ont été évoqués d'une manière extrêmement pénétrante par notre collègue Halban lors de la grande séance de la Société française de Physique en janvier dernier. Ce ne sont d'ailleurs pas des études, des recherches dont je veux vous parler, mais des objets qui les ont concrétisées. Ces objets, ces installations sont des mines, des usines, des laboratoires, des piles atomiques. Nous nous contenterons aujourd'hui de jalonner la route poursuivie à l'aide de ces dernières.

Pour simplifier, et laissant de côté quelques avenues parallèles, nous ne retiendrons que les engins suivants : Zoé, El 2, G 1, G 2 et G 3. Ce choix a en particulier un avantage géographique puisque dimanche nous irons visiter le Centre de Marcoule, qui abrite les trois dernières.

Quelques dates situent tout d'abord ces différents engins :

divergence de Zoé, 15 décembre 1948 ;
divergence de El 2, 27 octobre 1952 ;
divergence officielle de G 1, 7 janvier 1957 ;
la centrale G 2 débite du courant électrique sur le réseau français, 23 avril 1959.

Le Conférencier présente ensuite l'ensemble de ces piles atomiques dans les lignes de son article au *Journal de Physique* d'octobre 1957.

29. — Analyse isotopique par spectrométrie Fabry-Perot ;

par MM. R. Chabbal et P. Jacquinot,
Centre National de la Recherche Scientifique, Bellevue.

Rappel des propriétés fondamentales du spectromètre de Fabry-Perot. Cas particulier de la haute

résolution. Description d'un ensemble compact et autonome comprenant tous les éléments nécessaires aux études de structure hyperfine et de dosage isotopique. Sur un châssis rigide suspendu (période 2 s) à l'intérieur d'un meuble métallique sont réunis les éléments suivants : source à cathode creuse refroidie à l'azote liquide, monochromateur à réseau du type Ebert-Fastie, étalon de Fabry-Perot dans une enceinte thermostatée et évacuable, photomultiplicateur refroidi ou récepteur pour l'infrarouge, système de conjugaison optique ne comprenant que des miroirs.

30. — Spectre infrarouge de l'hydrogène solide ;

par M. H. P. Gush,

Centre National de la Recherche Scientifique, Bellevue.

La transition S(0) de l'hydrogène solide a été étudiée à haute résolution. Dans le parahydrogène pur la raie a une largeur de 0,10 cm^{-1}. L'addition d'une impureté d'orthohydrogène élargit considérablement la raie et donne lieu à six faibles satellites.

31. — Spectres d'absorption à basse température de monocristaux d'alun de chrome et de potassium magnétiquement dilué ;

par M. C. Ancenot et Mme L. Couture,

Centre National de la Recherche Scientifique, Bellevue.

Cette Communication a fait l'objet d'un article au *Journal de Physique*, janvier 1960, p. 47.

32. — Application à l'étude du ciel nocturne de la méthode de spectroscopie par transformation de Fourier ;

par Mme J. Connes,

Centre National de la Recherche Scientifique, Bellevue.

On a étudié le spectre d'émission du ciel nocturne dans le proche infrarouge avec un interféromètre de Michelson à différence de marche variable. Suivant la région étudiée, le récepteur était soit un photomultiplicateur Lallemand, soit une cellule Kodak au sulfure de plomb. Le calcul numérique de la transformée de Fourier de l'interférogramme a été fait par l'ordinateur 704 IBM. On a atteint une résolution de 900 [1].

Cette Communication fera l'objet d'un article au *Journal de Physique*.

[1] Connes (Mme J.) et Gush (H. P.), *J. Physique Rad.*, 1959, **20**, 915.

33. — Mesure dans l'infrarouge des constantes optiques de corps absorbants ;

par Mme J. Vincent-Geisse et M. J. Lecomte,

Laboratoire de Recherches physiques, Sorbonne.

Nous avons mis au point un procédé de détermination de l'indice de réfraction n et de l'indice d'absorption $\varkappa$ à l'intérieur de bandes d'absorption forte de solides. Ce procédé est fondé sur la détermination du facteur de réflexion, sous incidence normale, d'une part de l'échantillon étudié, d'autre part du même échantillon recouvert, par évaporation, d'une couche mince d'un corps transparent d'indice connu.

Le principe en a été exposé par ailleurs [1], [2] ; la détermination de n et $\varkappa$ se fait très simplement par l'intermédiaire d'une construction graphique. La méthode a été appliquée à la calcite, au quartz [1], [2], au corindon et à des verres [3].

[1] Vincent-Geisse (Mme J.), Queyrel (Mlle M.) et Lecomte (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **247**, 1330.
[2] Vincent-Geisse (Mme J.), Queyrel (Mlle M.) et Lecomte (J.), 7e Congrès de Spectroscopie internationale, Liège, septembre 1958 ; *Rev. univ. Mines* [9], 1959, **15**, 507.
[3] Vincent-Geisse (Mme J.) et Lecomte (J.), *J. Physique Rad.*, 1959, **20**, 841.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Armbruster (Raymond), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Strasbourg, 18, rue des Châtaigniers, Bischheim (Bas-Rhin), présenté par MM. S. Gorodetzky et P. Pluvinage.

Authier (André), Ancien élève de l'École Normale Supérieure, Agrégé de Physique, Assistant au Laboratoire de Minéralogie de la Faculté des Sciences, 56, rue Chardon-Lagache, Paris (16e), présenté par MM. J. Wyart et H. Curien.

Mme Bonnelle (Christiane), Attachée de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Laboratoire de Chimie physique, 11, rue Pierre Curie, Paris (5e), présentée par Mlle Y. Cauchois et M. M. Montel.

MM. Boudouris (Georges), Docteur ès Sciences, Chercheur au Centre National de la Recherche Scientifique, Physique de l'Atmosphère, 1, quai Branly, Paris (7e), présenté par M. E. Vassy et Mme A. Vassy.

Bousseau (Gérard), Ingénieur E. R. B., Licencié ès Sciences, Assistant à la Faculté des Sciences de Bordeaux, 37, rue Charles Gounod, Talence (Gironde), présenté par MM. J. Mercier et J. Ruamps.

Cagnet (Michel), Chef de Travaux à la Faculté des Sciences de Paris, 25, rue Diderot, Vincennes (Seine), présenté par MM. P. Rouard et A. Maréchal.

Callon (Pierre), Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 5, cité Vaneau, Paris (7e), présenté par Mlle Y. Cauchois et M. M. Montel.

Cecchi (Louis), Agrégé de Physique, Chef de Travaux à la Faculté des Sciences, 8, chemin de Villeneuve-Angoulème, Montpellier (Hérault), présenté par M. C. Bouhet et Mlle A.-M. Vergnoux.

Cloupeau (Michel), Docteur ès Sciences, Chargé de recherches au Centre National de la Re-

cherche Scientifique, Institut du Radium, 11, rue Pierre Curie, Paris (5e), présenté par MM. M. Laporte et A. Arnulf.

Mme DIRINGER (Michèle, Hélène, Lucienne), Attachée de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 68, boulevard Diderot, Paris (12e), présentée par MM. J. Blaise et P. Jacquinot.

MM. DUVERNEY (Robert), Agrégé de Physique, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 4, chemin de la 1re Écluse, Montpellier (Hérault), présenté par Mlle A.-M. Vergnoux et M. C. Deloupy.

EHINGER (Pierre), Assistant à la Faculté des Sciences de Paris, Laboratoire de Chimie physique, 11, rue Pierre Curie, Paris (5e), présenté par Mlle Y. Cauchois et M. M. Montel.

GAGLIANO (Antoine Gaëtan), Licencié ès Sciences, Assistant à la Faculté des Sciences, 94, Les Sorbiers, Chevilly (Seine), présenté par MM. J. Mattler et A. Laberrigue.

GAUTHÉ (Bernard), Docteur ès Sciences, Chargé de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 2, Domaine des Hocquettes, Suresnes (Seine), présenté par Mlle Y. Cauchois et M. M. Montel.

Mme GRENIER (Marie-Louise), Chef de Travaux au P. C. B., 10, rue Gérard, Paris (13e), présentée par MM. P. Jacquinot et J. Yvon.

MM. GUILLAUME (Jean, René), Sous-Chef de Travaux à l'École Supérieure de Physique et Chimie, 9, rue d'Assas, Paris (6e), présenté par MM. J. Langevin et H. Curien.

HENCK (Roland), Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 3, rue de Saint-Quentin, Strasbourg (Bas-Rhin), présenté par MM. A. Coche et G. Laustriat.

LE CLERC (Pierre), Licencié ès Sciences, Ingénieur, 86, avenue des Ternes, Paris (17e), présenté par MM. P. Acloque et I. Peychès.

LUCASSON (Pierre), Docteur ès Sciences, Chargé de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 62, avenue de Paris, Châtillon-sous-Bagneux (Seine), présenté par Mlle Y. Cauchois et M. M. Montel.

Mme MAGNAC-VALETTE (Denyse), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Strasbourg, 13, rue de la Couronne, Strasbourg-Neudorf (Bas-Rhin), présentée par MM. P. Cüer et P. Pluvinage.

MM. PASTOR (José), Licencié ès Sciences mathématiques, Ingénieur Opticien, Institut d'Optique, 3, boulevard Pasteur, Paris (15e), Instituti de Optica, Serrano 121, Madrid (Espagne), présenté par MM. A. Arnulf et A. Maréchal.

STROKE (Georges W.), Physicien, Research Staff, Massachusetts Institute of Technology, Institut d'Optique, 3, boulevard Pasteur, Paris (15e), M. I. T., Cambridge 39, Mass. (U. S. A.), présenté par MM. A. Maréchal et M. Françon.

SUARDET (René), Agrégé de Physique, Professeur au Lycée Janson-de-Sailly, 91, boulevard Foch, Saint-Gratien (Seine-et-Oise), présenté par MM. G. Guinier et M. Joyal.

SUHNER (François), Maître de Conférences, Faculté des Sciences, 2, rue de la Craffe, Nancy (Meurthe-et-Moselle), présenté par MM. J. Yvon et P. Rouard.

Mlle TAMBUTÉ (Françoise), Professeur de Physique, 13, avenue Eugène Brisson, Bourges (Cher), présentée par MM. P. Aigrain et A. Herpin.

MM. VAUTIER (Claude), Licencié ès Sciences, Stagiaire de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 50, rue Étienne Dolet, Tourlaville (Manche), présenté par MM. A. Colombani et G. Ribaud.

YOCCOZ (Jean), Maître de Conférences, Docteur ès Sciences physiques, 4, rue d'Arras, Strasbourg (Bas-Rhin), présenté par M. P. Pluvinage et Mlle A. Serres.

Est admis comme Membre junior :

M. SIMON (Jacques, François, Henri), Ingénieur, 90, rue de l'Abbé Groult, Paris (15e), présenté par MM. A. Maréchal et P. Croce.

Est admis à la Section d'Optique :

M. HADNI (Armand), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Nancy, Institut de Physique, 2, rue de la Craffe, Nancy (Meurthe-et-Moselle), présenté par M. J. Lecomte et Mme J. Vincent.

SECTION SUD-OUEST
(*Bordeaux*)

SÉANCE DU 2 JUILLET 1959

(*) 1. — Étude réfractométrique de divers éthers-oxydes ;

par M. M. MEZIAT.

Nous avons poursuivi la série d'études spectro-réfractométriques entreprises au laboratoire de M. Servant, par la méthode du prisme liquide [1], [2].

Nous avons étudié les éthers-oxydes.

Nos résultats sont consignés dans le tableau I ($t = 20^o$ C).

TABLEAU I

λ (Å)	5 780	5 461	4 358	4 046
Oxyde d'éthyle (1)				
n	1,353 6	1,354 8	1,361 3	1,364 1
λ^2/R	153,8	138,6	85,5	73,5
Oxyde de propyle (2)				
n	1,381 6	1,382 7	1,389 8	1,392 9
λ^2/R	144,0	127,8	80,0	68
Oxyde de butyle (3)				
n	1,399 9	1,401 2	1,408 6	1,411 9
λ^2/R	138,2	122,8	76,9	66,0
Oxyde d'isoamyle (4)				
n	1,409 0	1,410 4	1,418 3	1,421 5
λ^2/R	135,2	120,1	75,3	64,5

Les valeurs de l'indice de réfraction permettent de tracer les courbes de dispersion de la figure 1.

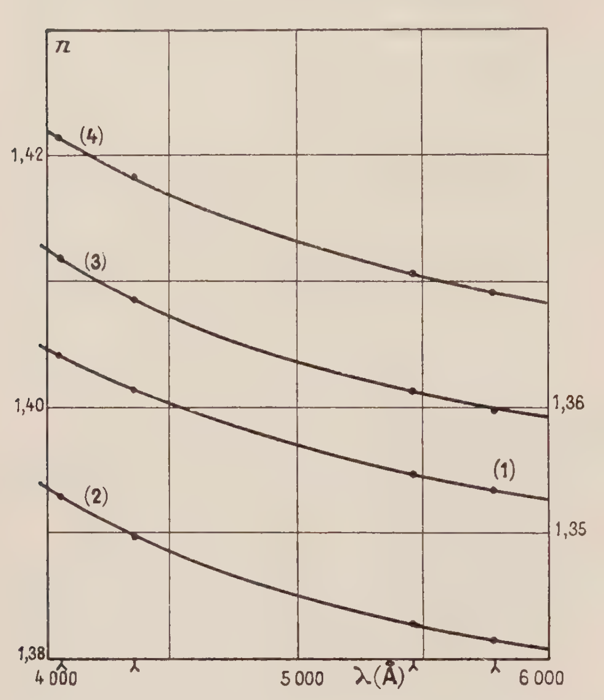


FIG. 1. — Éthers-oxydes, $t = 20°$ C ; (1), échelle de droite ; (2), (3), (4), échelle de gauche.

D'autre part, en calculant la réfraction

$$R = (n^2 - 1)/(n^2 + 2)$$

puis la quantité λ^2/R, nous pouvons tracer les graphiques rectilignes $(\lambda^2/R, \lambda^2)$ qui permettent (*fig.* 2) de grouper tous les résultats.

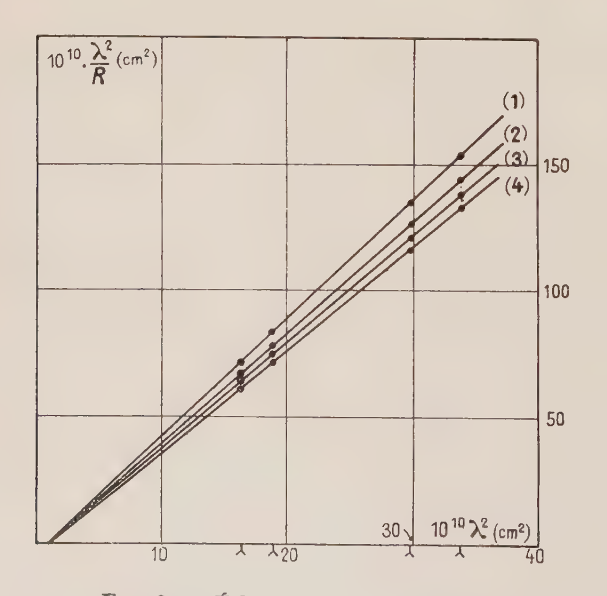


FIG. 2. — Éthers-oxydes, $t = 20°$ C, graphiques rectilignes de réfraction.

La longueur d'onde réduite des éthers-oxydes est de l'ordre de 890 Å.

[1] MANGENOT (Mlle M.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 60 S.
[2] DUROUX (J.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 6 S.

(*) **2. — Sur la dispersion de réfraction du chlorure d'ammonium ;**

par Mlles Y. DAQUO et D. TEULIE.

Pour traduire la dispersion de réfraction de diverses substances dans le spectre visible, on a souvent employé au laboratoire des « formules réduites » à un terme [1],

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{A\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2},$$

directement dérivées des graphiques rectilignes en λ^2/R et λ^2.

On peut évidemment se demander s'il ne serait pas préférable, dans le cas où l'on connaît expérimentalement les bandes d'absorption sélectives, de les introduire dans une formule à plusieurs termes

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \sum \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2}.$$

En réalité, et bien que l'on ait souvent procédé ainsi, on s'aperçoit vite qu'en introduisant des données λ_i on introduit aussi des constantes arbitraires A_i et l'ajustement des formules à la courbe expérimentale ne gagne pas tellement, d'autant plus que l'on ne connaît jamais que quelques bandes et l'on risque de passer arbitrairement les autres sous silence (en particulier celles de l'ultraviolet très lointain, tandis que ces bandes, même inconnues, figurent indirectement dans la longueur d'onde « réduite » des formules à un terme).

M. Duroux a déjà donné [2] un exemple particulièrement net de précision comparée des formules à plusieurs termes et des formules réduites.

Pour l'alcool propylique, il a montré que la formule

$$n^2 - 1 = 0{,}889\,663 + \frac{0{,}005\,82}{\lambda^2 - (0{,}065)^2} + \frac{0{,}002\,87}{\lambda^2 - (0{,}156\,5)^2}$$

introduisant les longueurs d'onde *expérimentales* 0,156 5 et 0,065 μ ne donnait pas une précision supérieure à la formule

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{22{,}856\,\lambda^2}{\lambda^2 - (880)^2},$$

où λ est en angströms.

Nous voudrions donner ici un autre exemple.

Récemment, la dispersion de réfraction du chlorure d'ammonium a été étudiée par G. Poinsot et J.-P. Mathieu [3]. Ces auteurs ont proposé la formule

$$n^2 = 2{,}684\,113\,10 + \frac{0{,}007\,619\,91}{\lambda^2 - (0{,}162)^2} + \frac{0{,}015\,428\,1}{\lambda^2 - (0{,}134)^2} - \frac{0{,}580\,122}{(3{,}19)^2 - \lambda^2}$$

faisant intervenir la longueur d'onde expérimentale infrarouge 3,19 μ et des longueurs d'onde ultraviolettes

TABLEAU I

λ (Å)	$n_{mesuré}$	Formule à plusieurs termes $n_{calculé}$	$(n_{calc} - n_{mes})\,10^4$	Formule réduite à un terme $n_{calculé}$	$(n_{cal} - n_{mes})\,10^4$
7 682	1,629 0	1,629 0	0	1,629 0	0
6 929	1,632 3	1,632 2	— 1	1,632 2	— 1
6 438	1,635 1	1,634 9	— 2	1,634 9	— 2
5 893	1,639 1	1,638 8	— 3	1,638 8	— 3
5 790	1,639 6	1,639 6	0	1,639 6	0
5 461	1,643 0	1,642 7	— 3	1,642 7	— 3
5 086	1,647 2	1,646 9	— 3	1,647 1	— 1
4 800	1,650 7	1,650 8	+ 1	1,651 2	+ 5
4 358	1,659 0	1,658 9	— 1	1,659 4	+ 4
4 077	1,666 1	1,665 9	— 2	1,666 1	0
4 046	1,666 5	1,666 5	0	1,667 0	+ 5
3 652	1,679 3	1,679 6	+ 3	1,679 9	+ 6
3 342	1,694 2	1,694 2	0	1,694 1	— 1
3 130	1,706 7	1,707 5	+ 8	1,706 6	— 1

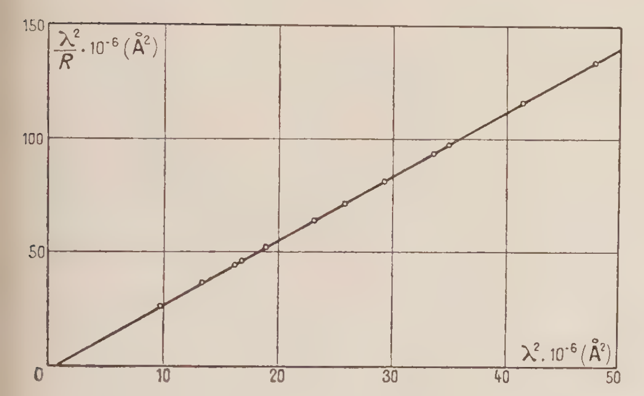


FIG. 1. — Chlorure d'ammonium.

comprises entre celles de KCl et CsCl, l'ion NH_4^+ ayant une polarisabilité comprise entre celles de ces deux substances.

Montrons qu'en ce qui concerne le collationnement empirique des données, une formule réduite à un terme est encore suffisante. Le graphique ($\lambda/^2R$, λ^2) est bien une droite (*fig.* 1). En le traçant à grande échelle nous avons été amenées à proposer la formule

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = R = \frac{0,349\,26\,\lambda^2}{\lambda^2 - 1,01 \times 10^6},$$

où λ est en angströms.

Le tableau I fournit la comparaison de cette formule à la formule à plusieurs termes.

Ainsi, on voit bien, comme il a été annoncé, qu'une formule à un terme est encore suffisante. Cette formule réduite permettrait de faire commodément les *interpolations*.

D'autre part, sa réussite même montre qu'il est fondé, du point de vue théorique, de penser que l'action de la bande infrarouge la plus proche est encore très faible, dans le domaine spectral envisagé, tandis que l'action des bandes agissantes ultraviolettes peut être « bloquée » en première approximation.

[1] SERVANT (R.), *J. Physique Rad.*, 1947, **8**, 13 S ; *Rev. Opt.*, 1951, **30**, 456.
[2] DUROUX (J.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 6 S.
[3] POINSOT (G.) et MATHIEU (J.-P.), *Ann. Physique*, 1955, **10**, 481.

(*) 3. — Étude réfractométrique de quelques cétones dans le spectre visible ;

par M. R. SARDOS.

Nous avons effectué des mesures spectroréfractométriques sur les cétones afin de rassembler des données précises en vue d'études magnétooptiques.

Les résultats expérimentaux sont rassemblés dans le tableau I.

TABLEAU I

Acétone

λ (Å)	5 780	5 460	4 358	4 046
n (20° C)	1,359 1	1,360 2	1,367 0	1,370 1
n (50° C)	1,342 7	1,343 9	1,350 2	1,353 3

Cyclohexanone

λ (Å)	5 780	5 460	4 358	4 046
n (20° C)	1,451 2	1,452 9	1,461 5	1,467 6
n (50° C)	1,437 5	1,439 1	1,446 4	1,451 3

Méthyléthylcétone

λ (Å)	5 780	5 460	4 358	4 046
n (20° C)	1,379 3	1,380 4	1,387 4	1,390 4
n (50° C)	1,363 3	1,364 6	1,371 4	1,374 8

Acétophénone

λ (Å)	5 780	5 460	4 358	4 046
n (20° C)	1,535 1	1,538 9	1,560 4	1,571 3
n (50° C)	1,520 8	1,524 3	1,545 2	1,555 9

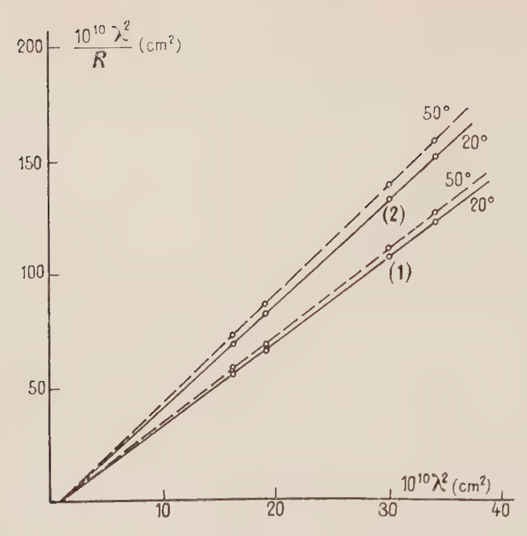


Fig. 1. — (1) Acétone ; (2) cyclohexanone.

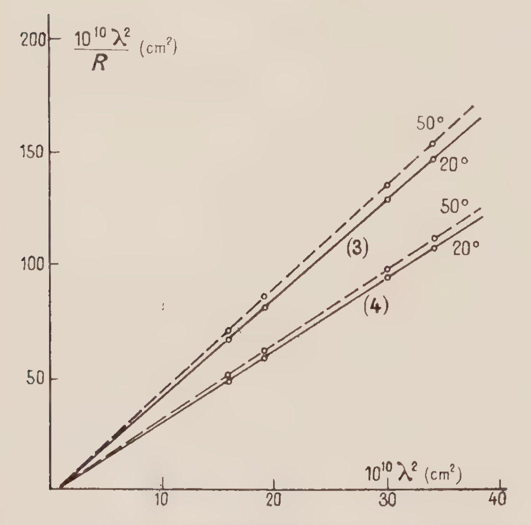


Fig. 2. — (3) Méthyléthylcétone ; (4) acétophénone.

Ces résultats permettent de tracer les graphiques rectilignes de réfraction en λ^2/R et λ^2, où $R = (n^2 - 1)/(n^2 + 2)$, qui sont reproduits ci-contre (*fig.* 1 et 2).

Pour les cétones saturées, on trouve une longueur d'onde réduite $\lambda_0 = 900$ Å, alors que pour l'acétophénone qui comporte un noyau benzénique, on trouve $\lambda_0 = 1\,250$ Å, valeur à rapprocher de celle (1 300 Å) obtenue pour les composés benzéniques [1].

[1] Mangenot (Mlle M.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 60 S.

SÉANCE DU 9 JUILLET 1959

(*) 1. — Réalisation d'un polarimètre hertzien de haute précision dans la bande des 10 000 MHz. Applications à l'étude de l'effet Faraday de bâtonnets de ferrite 4B ;

par M. F. Picherit.

L'auteur présente le polarimètre de précision à double sonde, qu'il a réalisé au laboratoire d'Optique ultrahertzienne de Bordeaux (*fig.* 1 ci-dessous).

Les courants de réponse des deux sondes sont mis en opposition au moyen d'un système à « penthode dans la cathode ». L'égalisation différentielle préalable des réponses des deux sondes est réalisée par comparaison à une tension de référence. La précision des pointés est de 6″. Elle est indépendante des phénomènes d'absorption et de dichroïsme [1].

L'auteur présente la série de mesures qu'il a faite sur l'effet Faraday des bâtonnets de ferrite 4B. La figure 2 ci-après montre la variation de la rotation en fonction du champ magnétique, pour des ferrites non saturés de différentes longueurs l. La figure 3 représente la variation de la rotation en fonction du champ magnétique pour des ferrites non saturés, mais avec un champ démagnétisant constant quelle que soit la longueur (la variation de longueur étant obtenue en plaçant des ferrites bout à bout). Dans la figure 4, nous voyons les

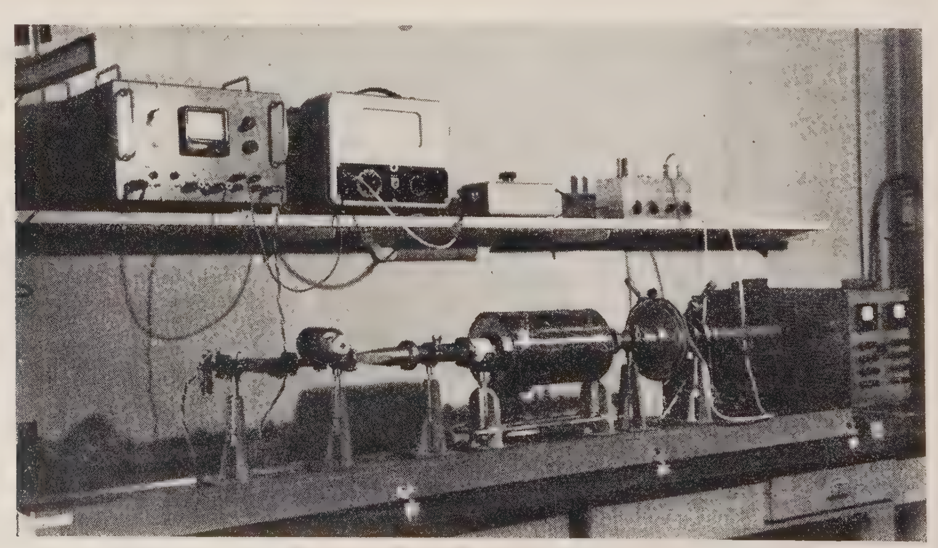


Fig. 1.

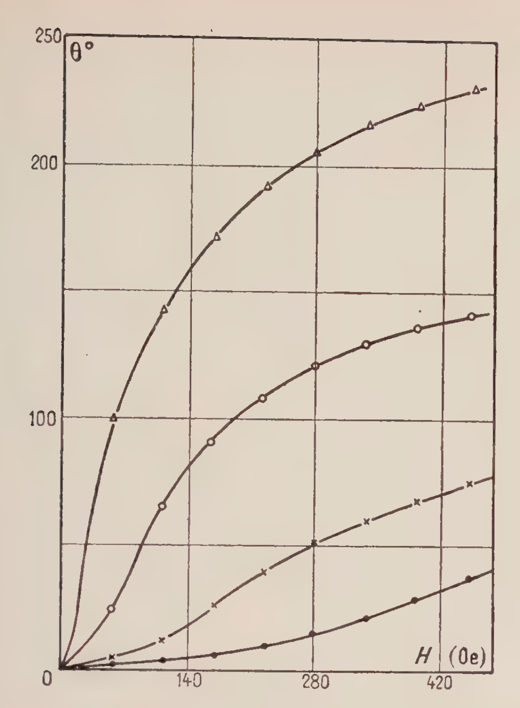


Fig. 2. — Ferrite 4B, ø = 6,04 mm : Δ, l — 10,2 cm ; o, l = 6,24 cm ; ×, l = 3 cm ; •, l = 2 cm.

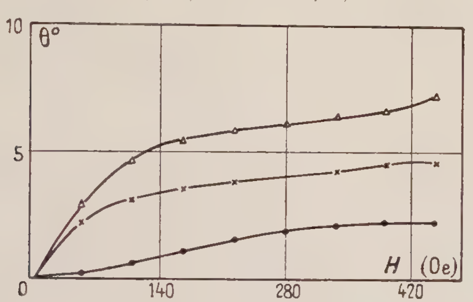


Fig. 3. — Ferrite 4B, ø = 1,6 mm : •, l = 1 cm ; ×, l = 2 cm ; Δ, l = 3 cm.

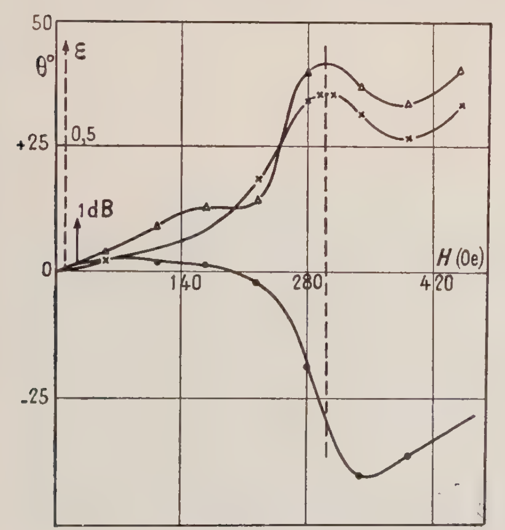


Fig. 4. — Ferrite 4B, ø = 7,64 mm, l = 30 mm : •, rotation ; ×, ellipticité ; Δ, absorption.

courbes représentatives des variations d'absorption, d'ellipticité et de rotation d'une onde électromagnétique se propageant dans un bâtonnet de ferrite 4B dont le diamètre est excessif. On obtient les caractéristiques d'un effet Cotton hertzien. La figure 5 est un

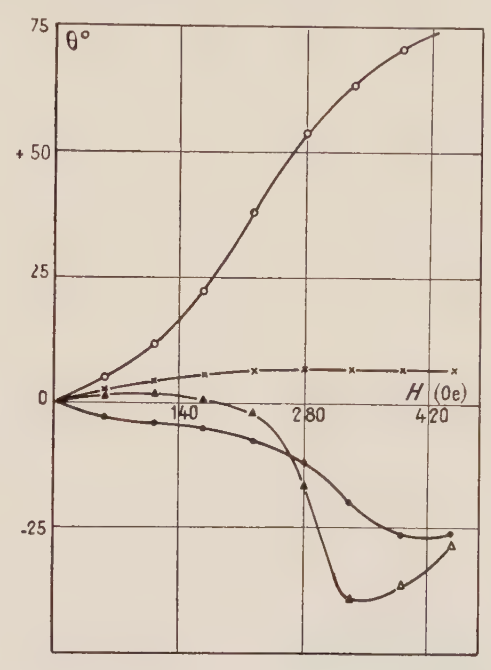


Fig. 5. — Ferrite 4B, l = 30 mm : ×, ø = 1,6 mm o, ø = 6,04 mm ; Δ, ø = 7,64 mm ; •, ø = 9,54 mm.

ensemble de quatre courbes correspondant à la variation de la rotation en fonction du champ magnétique pour des ferrites de même longueur mais de diamètres différents [2]. Elle montre que les « résonances dimensionnelles » ne semblent s'obtenir qu'à partir de diamètres suffisamment grands par rapport au diamètre du guide (ø > 6 mm).

[1] Picherit (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 911.
[2] Picherit (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **249**, 69.

2. — Spectromètre de résonance paramagnétique à cavité rectangulaire pour la bande X. Applications diverses ;

par M. Nguyen Ngoc Chau.

L'auteur présente le spectromètre de résonance électronique qu'il a réalisé au Laboratoire d'Optique ultrahertzienne de Bordeaux (*fig.* 1 et 2 ci-après).

La cavité fonctionne dans le mode TE_{013}. La discussion théorique et expérimentale du coefficient de couplage a conduit à un iris de couplage de 6,5 mm de diamètre et de 2 mm d'épaisseur. Dans ces conditions des mesures de tost montrent que le coefficient de couplage est légèrement supérieur à $2 - \sqrt{3}$.

Les signaux de résonance, recueillis par un coupleur directif 10 dB, sont détectés par un cristal 1N23B

chargé par une résistance de 5 kΩ. Cette charge améliore le rapport signal/bruit d'environ 10 dB.

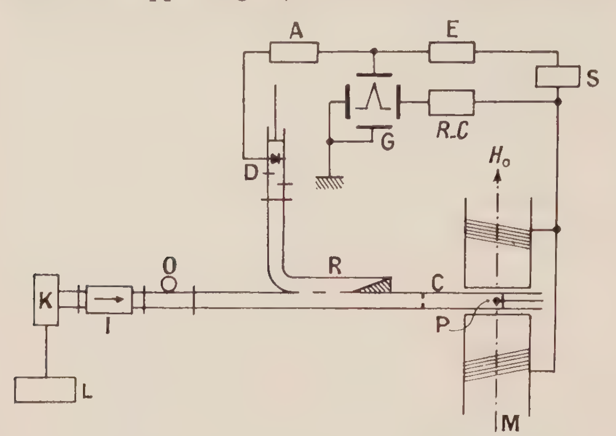


Fig. 1. — Schéma du spectromètre : A, amplificateur ; C, cavité ; D, détecteur ; E, écréteur ; G, oscillographe ; I, isolateur à ferrite ; K, klystron ; L, alimentation stabilisée ; M, électro-aimant ; O, ondemètre ; P, échantillon paramagnétique ; R, coupleur directif ; *R-C*, déphaseur ; S, secteur.

La cavité est traversée de part en part par un tube de téflon, placé contre le court-circuit ; la substance à étudier se trouve au milieu du tube.

L'électro-aimant symétrique employé, de petites dimensions (pièces polaires de 8 cm de diamètre, entrefer de 4 cm), donne pour 15 000 At environ le champ magnétique nécessaire voisin de 3 500 Oe). Des bobines de modulation, coaxiales et encastrées entre les noyaux et les bobines magnétisantes proprement dites, permettent de créer un balayage de 200 Oe (23 Oe/100 mA à 50 Hz).

L'auteur projette divers signaux « d'absorption » de résonance électronique. En particulier, les figures 3 et 4 montrent simultanément les signaux de résonance du DPPH et du bleu d'outremer et du DPPH, de la porphyrindine, du téflon irradié aux rayons gamma et du bleu d'outremer. Comme les facteurs de Landé correspondants sont connus, ces photographies — en particulier celle de la figure 3 — permettent un étalonnage commode du champ de balayage.

En résumé, cet appareil, de construction simple et de réglage facile, permet des mesures commodes du facteur de Landé ou des largeurs de raies de résonance.

Sa sensibilité est de 10^{16} centres paramagnétiques.

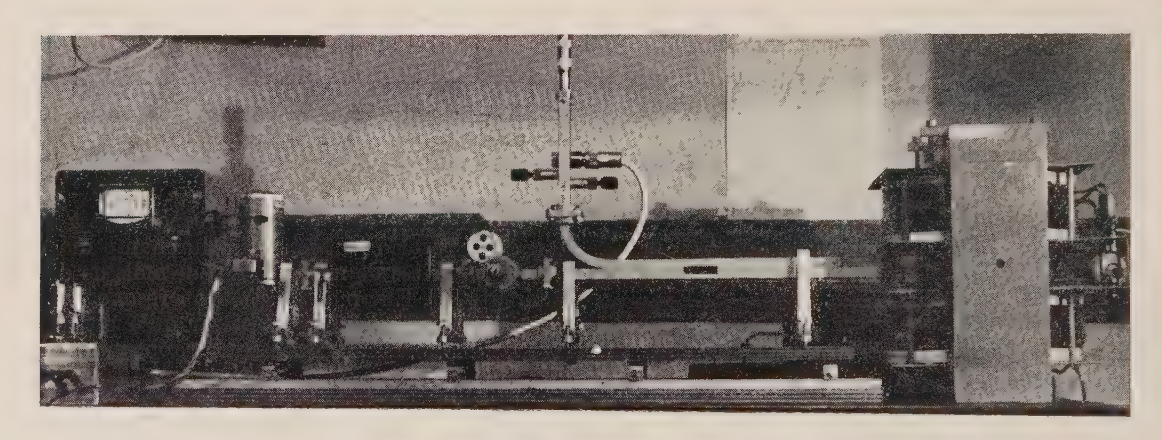


Fig. 2.

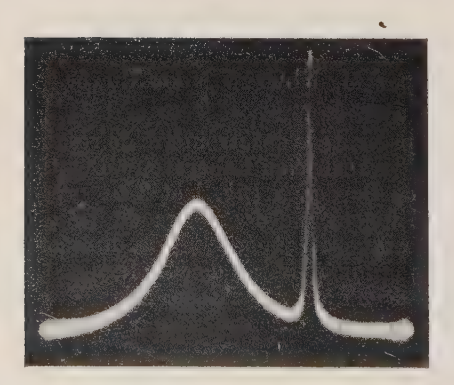


Fig. 3.

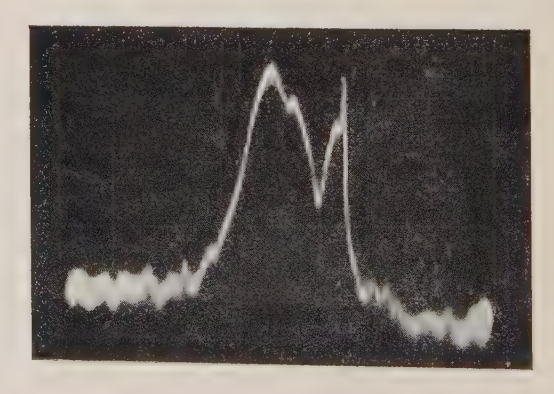


Fig. 4.

3. — Étude critique d'un montage de résonance magnétique électronique (à cavité cylindrique). Applications diverses ;

par M. C. Augoyard.

L'auteur présente le spectromètre à résonance paramagnétique électronique qu'il a réalisé au Laboratoire d'Optique ultrahertzienne de Bordeaux avec du matériel hyperfréquences 3 cm Philips et un électro-aimant Beaudouin.

Les figures 1 et 2 en donnent le schéma et la photographie.

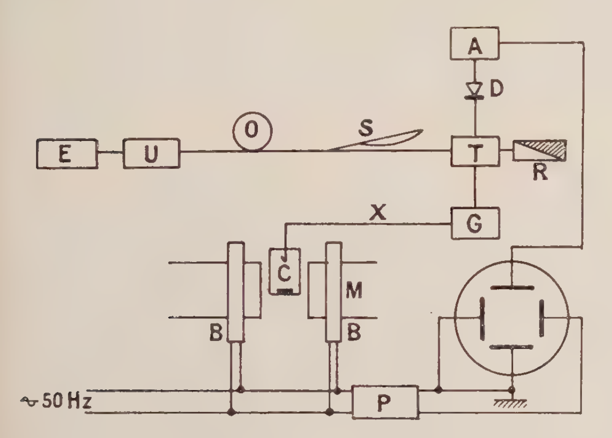


Fig. 1. — A, amplificateur basse fréquence ; B, bobines de modulation ; C, cavité ; D, cristal détecteur ; E, émetteur 9 000 MHz ; G, transition guide-coax ; M, électro-aimant ; O, ondemètre ; P, déphaseur ; R, charge adaptée ; S, atténuateur ; T, té magique ; U, uniline ; X, coaxial 75 Ω.

La cavité, en bout de câble coaxial, fonctionne dans le mode TE_{111}. Elle est excitée à l'aide d'une boucle et on peut régler l'enfoncement (ce qui permet de faire varier à volonté le coefficient de couplage de la cavité.

Le signal de réflexion est recueilli par l'intermédiaire d'un T magique utilisé comme coupleur directif. Ce dispositif donne le couplage optimum (3 dB) pour ce genre de montage.

Les signaux modulés à 50 Hz seront détectés par un cristal adapté 1N23B débitant dans une résistance de 1 000 Ω. La valeur de cette résistance a été déterminée expérimentalement en recherchant le meilleur rapport signal/bruit.

L'électro-aimant utilisé est un électro-aimant Beaudouin 715 auquel on a adjoint deux bobines de modulation de 980 tours chacune.

Dimension de l'entrefer : 40 mm.

Diamètre des pièces polaires : 160 mm.

L'homogénéité du champ est de l'ordre de 10^{-6} dans le volume de l'échantillon. Le balayage peut atteindre 200 Oe (pour 4 A alternatif, 50 Hz).

Le champ de balayage n'est pas poussé au delà afin de ne pas déclencher de vibrations mécaniques, se répercutant à leur tour sur le bruit de fond.

La sensibilité du dispositif s'avère égale à 6×10^{16} centres paramagnétiques.

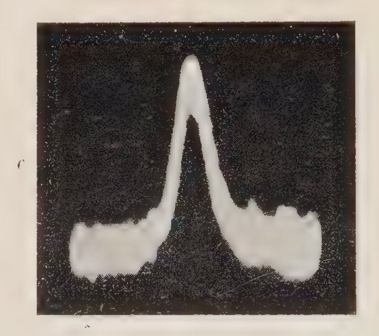


Fig. 3.

La figure 3 montre le signal observé pour une dose de 0,05 mg de DPPH.

L'auteur projette ensuite différentes photographies de signaux obtenus avec l'appareil :

structure hyperfine du DPPH en solution solide

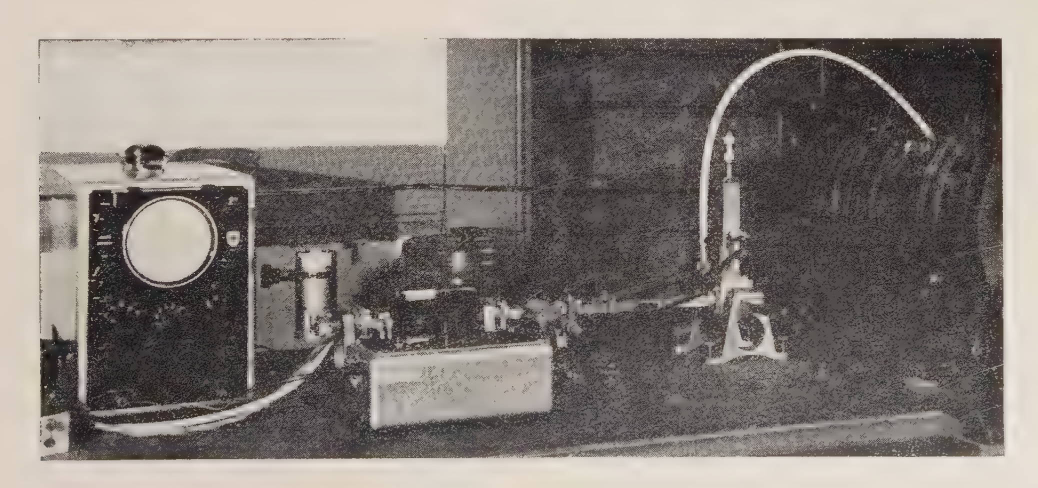


Fig. 2.

dans du plexiglas à la température ordinaire (*fig.* 4), à la température de l'azote liquide (*fig.* 5) ; on observe une symétrisation du spectre ;

signal donné par du dextrose irradié aux rayons γ (*fig.* 6) ;

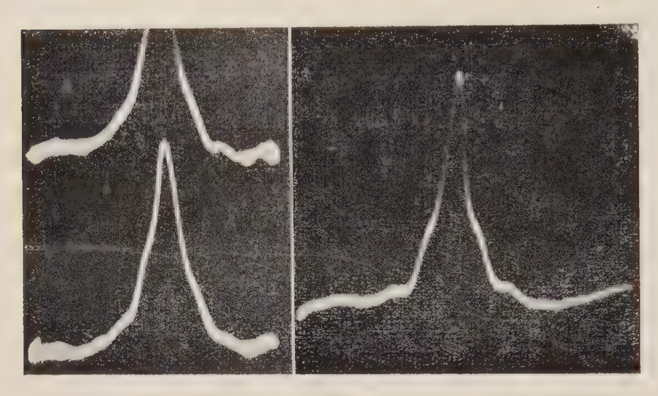


Fig. 4. Fig. 5.

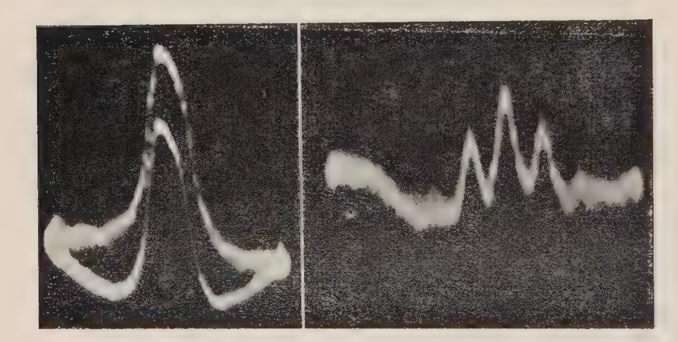


Fig. 6. Fig. 7.

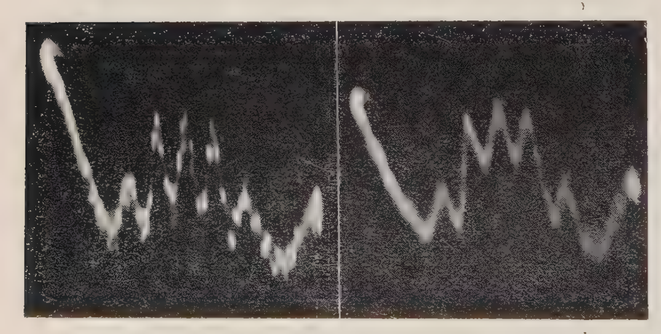


Fig. 8. Fig. 9.

structure hyperfine de l'alamine irradiée aux rayons γ à la température ordinaire (*fig.* 7) et à la température de l'azote liquide (*fig.* 8) ; phase intermédiaire (*fig.* 9).

L'auteur signale enfin sa participation à une étude du glycocolle irradié, qui fera l'objet d'une note spéciale.

(*) **4. — Sur la variation avec la température de la structure hyperfine des signaux de résonance électronique du glycocolle irradié aux rayons γ ;**

par MM. R. Servant, C. Augoyard et Nguyen Ngoc Chau.

Il nous a paru intéressant de reprendre l'étude de signaux de résonance électronique donnés par le glycocolle NH_2-CH_2-COOH irradié aux rayons γ.

Nous avons utilisé du glycocolle en fine poudre cristalline, irradié par le rayonnement de la bombe au cobalt mise aimablement à notre disposition par M. le Pr Lachapelle, Directeur de la Fondation Bergonié de Bordeaux. Les doses intégrées étaient d'environ $1,5 \times 10^6$ R.

Nous avons facilement retrouvé avec un spectromètre de résonance électronique pour 9 000 MHz les formes de signaux de triplet ($g = 2,004$ et $H = 20$ Oe) (*fig.* 1), déjà signalées par Uebersfeld, Ehrenberg et Zimmer [1].

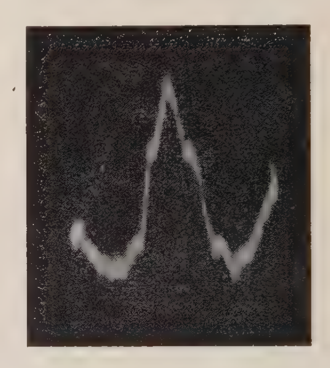


Fig. 1.

En réalité le cliché révèle, en dehors du triplet principal, deux composantes latérales faibles, portant la structure à une structure de quintet, en accord avec les observations de Gordy, Ard et Schields [2], comme si la structure hyperfine était due à l'interaction de l'électron non apparié, non seulement avec les deux protons du radical $(CH_2)^+$, mais aussi avec deux autres protons provenant, par exemple, du groupe NH_3^+-CH_2-COO^-.

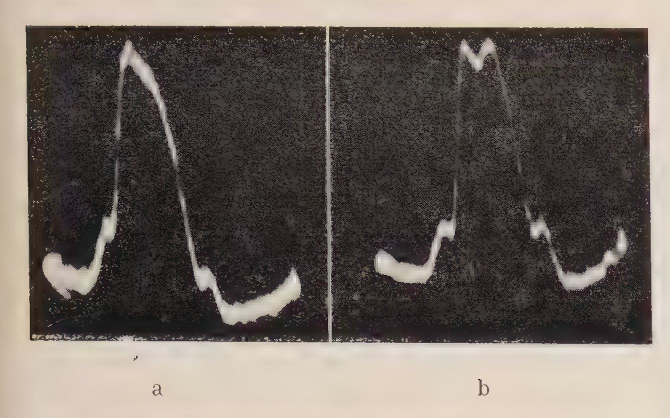
Mais il nous a paru intéressant de refroidir la substance une fois irradiée. On a signalé [3] l'intérêt de ce traitement.

Nous avons constaté, en refroidissant directement la cavité et la substance dans de l'azote liquide, puis en laissant réchauffer lentement, que les signaux de résonance électronique passent par des phases successives (*fig.* 2). (Bien entendu au cours de la photographie il est nécessaire de modifier la fréquence de l'onde HF, par variation de la tension reflex, afin de conserver le réglage de résonance de la cavité, qui varie en fonction de la température.)

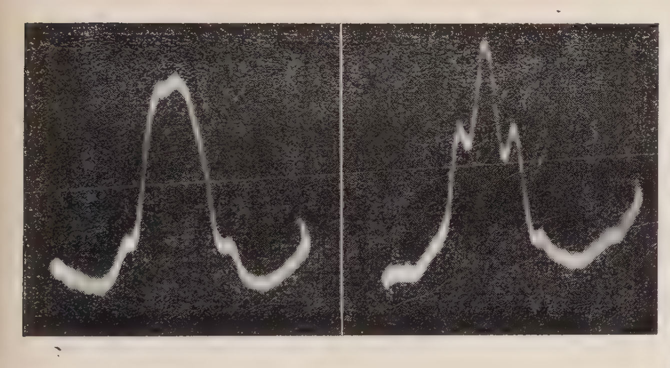
Il y a là un changement de structure hyperfine un peu analogue à celui qu'une anisotropie permettrait d'obtenir pour des monocristaux [4], mais qui s'observe ici par effet de température.

Contrairement à certains cas de traitement thermique, le phénomène est totalement reproductible au cours de cycles successifs de refroidissement.

Le changement de structure mis en évidence, en particulier le passage de 5 raies à 4 raies symétriques



a b



c d

Fig. 2. — a) Température de l'azote liquide ; d) température ordinaire.

(*fig.* 2d et 2b) (avec disparition de la raie centrale) semble devoir être rapproché des changements analogues signalés par Ingram et ses collaborateurs [5] pour la résonance magnétique électronique de l'alcool isopropylique irradié par des rayons ultraviolets lorsque, par abaissement de température, on provoque un blocage partiel des mouvements des groupes CH_3, la multiplicité hyperfine (2ni + 1) due à l'interaction d'un spin électronique avec n noyaux venant à varier.

Ici, pour le changement d-b, tout semble se passer comme si, à basses températures, sur les deux protons responsables du triplet principal, un seul restait efficace au point de vue de l'interaction.

[1] Uebersfeld (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 240 ; *Ann. Physique*, 1956, **1**, 443 ;
Ehrenberg (A.), Ehrenberg (L.) et Zimmer (K. G.), *Acta Chem. Scandinavia*, 1957, **11**, 119.

[2] Gordy (W.), Ard (W. B.) et Shields (H.), *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 1955, **41**, 983.

[3] Ingram (D. J. E.), Free radicals as studied by electron spin resonance, éd. Butterworth, London, 1958, p. 178.

[4] Uebersfeld (J.) et Erb (E.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 478.

[5] Jujimoto (M.), Ingram (D. J. E.) et Saxena (M. C.), Communication n° 79 à la 9e réunion de la Société de Chimie physique, Paris, mai 1959, *J. Chim. phys.*, 1959 (à paraître).

(*) 5. — Expériences réalisées sur la résonance magnétique électronique de l'ion naphtalène dans la bande des 3 000 MHz ;

par M. J. Fournol.

J'ai été amené à utiliser, au Laboratoire d'Optique ultrahertzienne de Bordeaux, le montage de résonance paramagnétique électronique réalisé par M. Charru [1] pour la bande des 3 000 MHz.

Après m'être appliqué à une détermination précise du champ de modulation, j'ai étudié en particulier, à la suggestion de M. le Pr Servant, la résonance paramagnétique électronique de l'ion naphtalène négatif. La structure hyperfine de cette résonance a été très étudiée par Weissmann [2]. Mais je me suis placé à un autre point de vue. J'ai cherché à montrer surtout le parti qu'on pouvait tirer de l'ion naphtalène pour obtenir un signal commode de résonance magnétique.

Aux concentrations élevées où j'opère, on n'observe plus de structure hyperfine (*fig.* 1), mais le signal

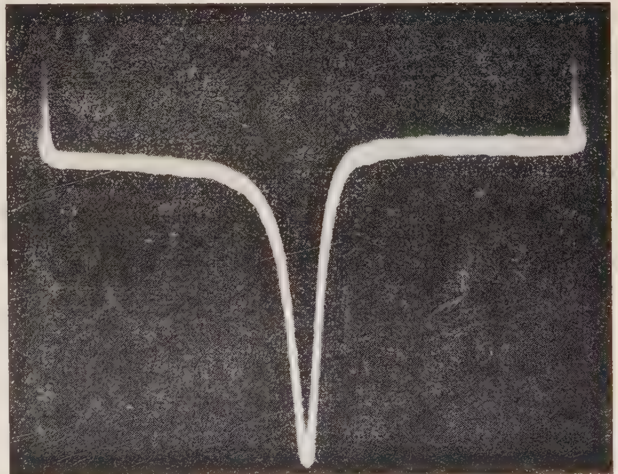


Fig. 1.

incomparablement moins large que ceux donnés par les ions métalliques (il est de 4,5 Oe seulement) s'apparente comme largeur à ceux donnés par la porphyrendine (7,5 Oe) ou le DPPH (2,5 Oe).

Or les solutions d'ions naphtalène sont extrêmement faciles à préparer. Suivant un procédé signalé par Ingram [3] on dissout à saturation du naphtalène dans du tétrahydrofurane. On ajoute un fragment de sodium. On voit apparaître une coloration vert très foncée, qui provient de la dissociation ionique du

composé disodé en 1-4 ou 1-2 formé initialement :

La seule précaution à prendre est de placer la solution à l'abri de l'air.

L'humidité décomposerait le produit en donnant du dihydronaphtalène :

Le gaz carbonique donnerait un sel sodé de l'acide naphtalène-dicarboxylique :

Quant à l'action de l'oxygène, elle semble très lente à la température ordinaire. En effet en faisant barboter un courant d'oxygène dans le produit, entre deux colonnes remplies de pastilles de potasse anhydre, j'ai constaté qu'il n'y avait pas de changement de coloration sensible alors que *l'action du gaz carbonique* (s'accompagnant d'ailleurs d'un fort dégagement de chaleur) est immédiate et produit un changement complet de coloration (du vert noir au jaune orange).

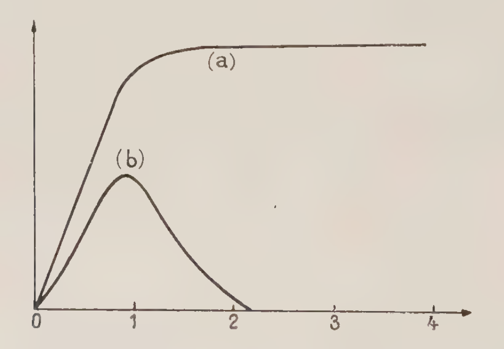


Fig. 2. — En abscisse, temps en jours ; en ordonnée, amplitude maximum, les résultats étant ramenés à une même sensibilité de détection. a) Tube scellé ; b) tube à l'air.

Je donne (*fig.* 2) les courbes de croissance puis décroissance du signal de résonance d'une solution d'ion naphtalène lorsque :

a) elle est fabriquée en tube scellé étroit (ø = 4,5 mm),

b) elle est fabriquée dans le même tube, à l'air libre.

Il est donc essentiel en pratique de conserver les échantillons en tube scellé. (J'ai toujours opéré en présence d'un léger excès de sodium, qui semble stabiliser le produit.)

On peut empiriquement fixer le nombre de centres d'un échantillon donné d'ion naphtalène par comparaison directe à une solution de même volume de DPPH dans le tétrahydrofurane.

[1] Charu (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 2146.

[2] Weissmann (S. I.), Townsend (D. E.) et Pake (G. E.), *J. Chem. Phys.*, 1953, **21**, 2227.

[3] Ingram (D. J. E.), Free radicals as studied by electron spin resonance, éd. Butterworth, London, 1958.

SECTION CENTRE-OUEST

(Poitiers)

SÉANCE DU 25 AVRIL 1959

Présidence de M. Ch. Chartier.

Les Communications suivantes ont été présentées :

(*) 1. — Multiplicateurs de fréquence pour l'alimentation de cellules électroluminescentes ;

par M. G. Batailler,

Docteur ès Sciences,
Chargé de Conférences à la Faculté.

L'expérience montre que, dans la plupart des cas, une fréquence de quelques centaines de hertz suffit pour une utilisation convenable des cellules électroluminescentes. A cet effet, nous avons voulu remplacer les oscillateurs habituels par des montages multiplicateurs utilisant comme source initiale le secteur industriel à 50 Hz.

Les procédés classiques de redressement à double alternance d'une onde monophasée donnent une courbe riche en harmonique de fréquence double de celle du fondamental ainsi qu'une composante continue ; de tels montages excluent l'utilisation directe sur une cellule électroluminescente (charge capacitive) puisque la tension de crête qui apparaît aux bornes de la cellule empêche ultérieurement tout passage du courant ; ajoutons au détriment des montages de redressement le fait que l'on perd en tension vis-à-vis de la source d'alimentation.

C'est dans le double but de supprimer la composante continue et d'utiliser toute la tension disponible à la source que nous avons réalisé ces montages multiplicateurs.

A partir du secteur triphasé 50 Hz, un transfor-
ıateur spécial T_1 (*fig.* 1a) triphasé-diphasé du type

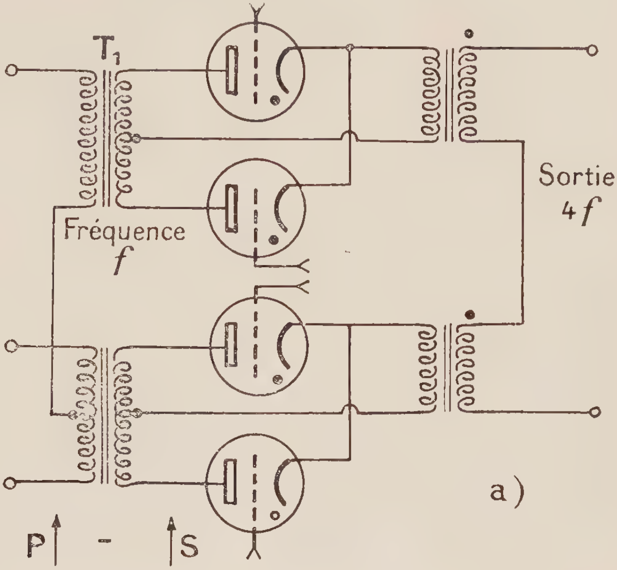
ɪɢ. 1. — a) P, primaire triphasé ; S, secondaires diphasés.

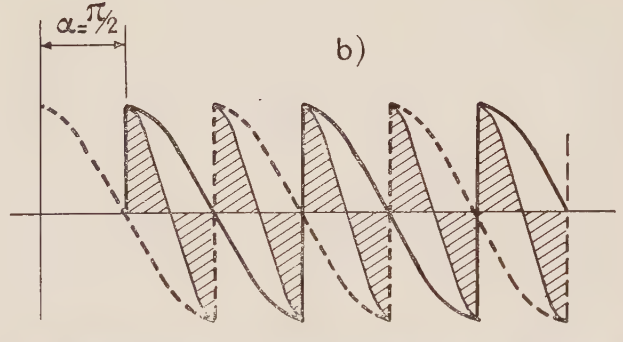
cott donne deux ondes monophasées en quadrature.
es deux ondes subissent chacun un redressement à
ouble alternance ; après mise en opposition et addi-
on algébrique, on obtient, dans l'utilisation, la courbe
ésultante représentée en traits interrompus (*fig.* 1b)
vec autocompensation de la composante continue.

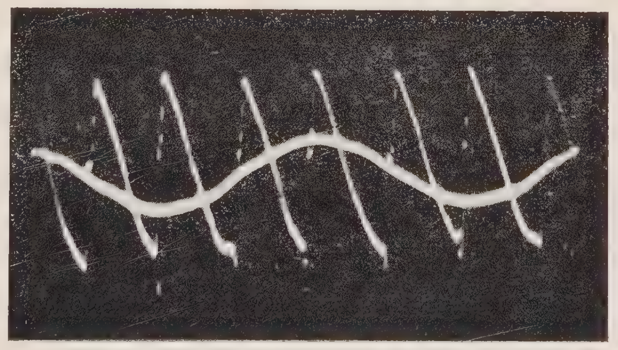
L'utilisation peut se faire directement sur la cellule C
ı sur un transformateur T_2 accordé sur 100 Hz.

Un second montage de doubleur met en jeu l'utili-
ation des tubes à gaz à grille de contrôle (*fig.* 2a). La
rte self-induction du circuit de charge est telle que,
our un angle d'amorçage α voisin de $\pi/2$, nous pou-
ons nous placer dans le cas de la conduction continue ;
ar suite du phénomène de « persistance » auquel donne
eu la charge inductive, il apparaît aux bornes du
ansformateur d'utilisation une onde présentant des
ternances positives et négatives à une fréquence
ouble de la fréquence du secteur (*fig.* 2b, trait continu).

L'association d'une deuxième onde identique obte-
ue de la même manière, mais à partir d'une onde
monophasée en quadrature par rapport à la précé-
dente (*fig.* 2b, trait interrompu), permet, par addition







Fɪɢ. 2. — a) P, primaire triphasé ; S, secondaires diphasés;
b) oscillogramme de l'onde à 200 Hz avec référence à une
sinusoïde de 50 Hz.

des flux, d'obtenir une onde de valeur moyenne nulle,
présentant à nouveau une fréquence double, soit 4 fois
la fréquence d'origine (*fig.* 2b, zone hachurée).

2. — Utilisation de céramiques au titanate de baryum en aérodynamique ;

par M. M. Torossian,

Ingénieur E. N. S. M. A., Licencié ès Sciences.

Les céramiques au titanate de baryum présentent une propriété ferroélectrique remarquable due à la structure perovskite de ce matériau ; un échantillon soumis à un champ électrique conserve ensuite une électrostriction rémanente ; tout se passe dès lors comme si le matériau était piézoélectrique.

Le titanate fournit une puissance 300 fois supérieure à celle que donnerait un échantillon identique de quartz dans les mêmes conditions. Ceci compense les pertes du diélectrique.

La possibilité de donner des formes variées à ce corps piézoélectrique semble devoir rendre intéressante son utilisation dans le domaine des mesures en aérodynamique.

De telles recherches sont actuellement en cours au Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'Université de Poitiers ; elles portent essentiellement sur l'emploi de bilames en céramique dans des capteurs de pression et des détecteurs de passage d'onde de choc.

SECTION SUD-EST

(*Grenoble*)

SÉANCE DU 20 MAI 1959

1. — Étude de la relaxation en torsion des whiskers de fer ;

par MM. R. Conte et B. Dreyfus.

Dans une précédente communication nous avions présenté des cycles couple-torsion effectués sur des monocristaux de fer à température ambiante, ainsi qu'un modèle rendant compte des phénomènes.

L'étude de ces cycles a été poursuivie à basse température (80 et 20° K). Il est à remarquer qu'à ces basses températures la rupture fragile n'apparaît pas.

La méthode d'enregistrement utilisée nous a permis de mettre en évidence un phénomène important de relaxation du couple appliqué. Nous avons séparé un effet de relaxation instantanée et un effet de relaxation transitoire. Ce dernier obéit à basse température à une loi logarithmique. Des lois simples ont également été trouvées pour la relaxation instantanée. Une extension du modèle primitif explique assez correctement ce comportement des whiskers.

2. — Propriétés glaçogènes des particules émises par décharge disruptive ;

par M. R. Montmory,

Laboratoire d'Électrostatique et Physique du Métal, Grenoble,

et M. J. P. Marcon,

Laboratoire de Thermodynamique, Clermont-Ferrand.

L'émission de particules lors d'une décharge disruptive entre électrodes métalliques est un fait expérimental connu depuis longtemps. Suivant leur nature sous certaines conditions, ces particules peuvent jou le rôle de noyaux glaçogènes, c'est-à-dire provoquer transformation d'un nuage de gouttelettes d'eau su fondue en un nuage de cristaux de glace.

Le dispositif expérimental qui a été décrit ailleu [1] comprend essentiellement une chambre à nuage détente, basée sur le principe de la chambre de Wilso et un ballon disposé au-dessus de cette chambre da lequel on peut faire jaillir une série d'étincelles. La n ture du gaz contenu dans le ballon peut être imposé

Méthode de mesure. — Avant chaque expérienc on élimine par précipitation tout noyau glaçogène po vant subsister d'un essai antérieur ; on remplit chambre avec un gaz donné et on sature en vape d'eau.

Le ballon, préalablement vidé, est rempli lui aussi gaz et on fait jaillir des étincelles, pendant une dur voisine de 10 s.

Par une petite détente du gaz saturé en vapeur d'ea on produit un nuage et en même temps on aspire l particules contenues dans le ballon à l'intérieur de chambre.

Une nouvelle détente abaissera la température de nuage et provoquera éventuellement sa congélation.

Résultats. — A) *En l'absence de toute décharge éle trique.* — Des cristaux de glace apparaissent par d tente d'un gaz saturé de vapeur d'eau.

1° *Air atmosphérique.*

Température	Résultats
—	—
— 18° à — 20° C	Cristaux de glace en petit nombre.
— 22° C	50 % de cristaux.
— 24° C	Transformation totale en cristaux.

Il y a une variation journalière de ce seuil qui s'élè parfois jusqu'à — 16° C.

2° *Oxygène.* On observe un début de cristallis tion vers — 20° C à — 22° C et la transformation co plète du nuage à — 24° C.

3° *Argon, azote.* Les premiers cristaux apparai sent seulement à — 22° C et vers — 24° C il n'y a pl que des cristaux de glace.

Dans l'air ou l'oxygène, les cristaux de glace d viennent relativement gros (de l'ordre du dixième millimètre) tandis que dans l'argon et l'azote ils reste toujours très fins (quelques microns).

B) *Avec décharge électrique.* — Le résultat dépe essentiellement de la nature des électrodes, du gaz da lequel se fait la décharge et de l'ordre numérique de détente.

On n'observe aucune activité glaçogène pour les m taux suivants : le platine, l'or, le tungstène, le nicke le magnésium. Par contre, des métaux tels que cuivre, le fer, l'aluminium, le titane, le plomb, l'argen donnent des particules qui provoquent l'apparition cristaux de glace à des températures plus ou moi basses. Voici quelques résultats plus précis. (Les te pératures indiquées sont des températures moyenn portant dans chaque cas sur une dizaine d'expériences

1º *Cuivre.* a) *Dans l'air, dans l'oxygène.*

	Sans décharge	Avec décharge			
		1re détente (1)	2e détente	3e détente	4e détente
	—	—	—	—	—
mpérature et résultats.	Pas d'action au-dessus de — 20º C.	— 15º C PC (2) — 16,5º C TT	— 13º C PC — 16º C TT	— 12º C PC — 15º C TT	— 12º C PC — 15º C TT

b) *Dans l'argon.* Il n'y a pas d'élévation du seuil avec le nombre de détentes. Les premiers cristaux de glace paraissent vers — 16,5º C et la transformation complète du nuage se manifeste vers — 19º C.

2º *Fer.* a) *Dans l'air, dans l'oxygène.*

	Sans décharge	Avec décharge		
		1re détente	2e détente	3e détente
	—	—	—	—
mpérature et résultats.	Pas d'action au-dessus de — 20º C.	— 14º C PC — 18º C TT	— 12,5º C PC — 13,5º C TT	— 12º C PC — 13,5º C TT

b) *Dans l'argon, dans l'azote.* Il n'y a pas d'action spécifique.

3º *Aluminium.* a) *Dans l'air.*

	Sans décharge	Avec décharge		
		1re détente	2e détente	3e détente
	—	—	—	—
mpérature et résultats.	Pas d'action au-dessus de — 18 ºC.	— 17 ºC PC — 22 ºC TT	— 17 ºC PC — 20 ºC TT	— 17 ºC PC — 20 ºC TT

b) *Dans l'oxygène.*

	Sans décharge	Avec décharge	
		1re détente	2e détente
	—	—	—
mpérature et résultats.	Pas d'action au-dessus de — 22º C.	— 13º C PC — 17º C TT	— 13º C PC — 17º C TT

c) *Dans l'argon.* Les premiers cristaux de glace sont visibles vers — 20º C, et à — 24º C la transformation du ıage est pratiquement complète. On ne peut cependant pas affirmer avec certitude que cette action est spéciıue.

4º *Titane.* a) *Dans l'air.*

	Sans décharge	Avec décharge		
		1re détente	2e détente	3e détente
	—	—	—	—
mpérature et résultats.	Pas d'action au-dessus de 18º C.	— 11º C PC — 18º C TT	— 9,5º C PC — 16º C TT	— 9º C PC — 15º C TT

b) *Dans l'oxygène.*

	Sans décharge	Avec décharge		
		1re détente	2e détente	3e détente
	—	—	—	—
mpérature et résultats.	Pas d'action au-dessus de — 20º C.	— 10º C PC — 17º C TT	— 9º C PC — 12º C TT	— 9º C PC — 12º C TT

c) *Dans l'argon.*

	Sans décharge	Avec décharge	
		1re détente	2e détente
	—	—	—
mpérature et résultats.	Pas d'action au-dessus de — 20º C.	— 14º C PC — 22º C TT	— 12º C PC — 18º C TT

(1) Les détentes successives sont réalisées de la façon suivante. Après la première détente on laisse la chambre se chauffer (les cristaux de glace se subliment ou fondent) et on la maintient pendant un certain temps à une température périeure à 0º C. Puis on abaisse à nouveau sa température à une valeur voisine de 0º C et on effectue la deuxième détente. e même processus se renouvelle pour les autres détentes.

(2) PC = premiers cristaux ; TT = transformation totale.

5º *Argent.* C'est le métal le plus intéressant, aussi a-t-il fait l'objet d'une étude encore plus détaillée.
a) *Dans l'air.*

	Sans décharge	Avec décharge 1re détente	Avec décharge 2e détente et suivantes
	—	—	—
Température et résultats.	Pas d'action au-dessus de — 20º C.	— 4,5º C PC — 5º C cristaux 25 % + gouttelettes — 6º C cristaux 75 % + gouttelettes — 6,5º C TT	Résultats identiques.

b) *Dans l'oxygène.* Les résultats sont pratiquement les mêmes que dans l'air ; cependant, les premiers cristaux apparaîtraient à une température légèrement supérieure à — 4º C.

c) *Dans l'argon.* La transformation du nuage débute vers — 8º C ; vers — 12º C on peut admettre que la répartition cristaux-gouttelettes est égale, et enfin à — 14º C il y a transformation totale du nuage.

Conclusion. — *a*) Les particules émises lors de la décharge disruptive agissent d'abord comme centres de condensation ; il est donc probable que ce sont ces mêmes particules qui fonctionnent comme noyaux de congélation.

b) L'action d'un agent oxydant paraît prépondérante. Tous les métaux étudiés qui manifestent une activité glaçogène ont un seuil d'action plus élevé dans l'air ou l'oxygène que dans l'argon. Par exemple dans le cas de l'argent, la formation d'un oxyde est certaine. Cet oxyde n'est pas nécessairement l'un des oxydes stables à basse température.

c) L'élévation souvent constatée du seuil d'action glaçogène avec l'ordre numérique de la détente (première, seconde, troisième, etc. détente) peut donc s'expliquer entre autres :

1º par la transformation chimique des particules, par exemple passage d'un oxyde instable à un oxyde stable ;

2º par l'adsorption de vapeur d'eau par la particule, d'où hydratation possible de l'oxyde ;

3º par modification de la structure cristallographique et de faciès des noyaux glaçogènes.

d) Les particules émises par ce procédé sont très fines, souvent à la limite du pouvoir séparateur du microscope électronique (25 Å). Ce résultat contredit l'affirmation de certains auteurs tendant à montrer qu'il y a élévation du seuil d'action glaçogène lorsque la taille des particules s'accroît. En réalité il est illusoire de comparer des seuils d'action glaçogène de noyaux émis par des procédés différents (évaporation-condensation, pulvérisation mécanique, décharge disruptive, combustion, etc.).

e) Ce procédé de formation de noyaux glaçogènes est susceptible d'application pratique. Il semble possible de réaliser un générateur simple et d'un rendement supérieur à tous ceux connus jusqu'ici.

[1] Marcon (J. P.), Diplôme d'Études Supérieures, Clermont-Ferrand, 1958.

(*) **3. — Sur le ralentissement des horloges par les masses gravitationnelles. Interprétation quantique du « déplacement vers le rouge » (red shift), application au paradoxe des horloges ;**

par M. René Reulos.

Sommaire. — *Le phénomène du « déplacement vers le rouge », principale base expérimentale de la relativité généralisée, peut s'expliquer très simplement en admettant que la baisse de fréquence de la lumière qui nous vient de l'étoile est causée par la perte d'énergie interne du photon, qui doit vaincre le champ de gravitation de l'astre. On retrouve la formule d'Einstein. Les raisonnements mis en œuvre amènent l'auteur à remettre en cause le paradoxe des horloges.*

I. On connaît la célèbre expérience du « déplacement vers le rouge ». Selon Einstein, le cours du temps est *ralenti* au voisinage des masses pondérables, du fait de la présence d'une *métrique non euclidienne*, qui caractérise le phénomène de *gravitation*. A la surface d'un astre les phénomènes physiques se déroulent donc à un rythme ralenti et *les raies spectrales sont déplacées vers le rouge*. Plus précisément, les fréquences diminuent dans le rapport

$$\nu'/\nu = 1/\sqrt{-g_{00}}, \qquad (1)$$

g_{00} étant le terme relatif à la quatrième dimension dans le tenseur métrique de l'espace riemannien, siège du phénomène de gravitation.

Les étoiles naines sont caractérisées par un état dégénéré de la matière, qui possède une densité considérable. Le potentiel de gravitation qui règne à la surface de l'une d'entre elles, le *faible compagnon de Sirius*, est assez élevé pour que le phénomène puisse être observé sans ambiguïté.

II. L'auteur propose une théorie quantique de cet effet, plus simple et plus intuitive, car elle paraît utiliser les méthodes de la relativité restreinte et la notion d'*énergie*, au lieu de celles de la relativité généralisée, basées sur l'emploi du *tenseur métrique* dans un espace riemannien.

1. Les phénomènes ne seraient pas ralentis à la surface de l'étoile et les photons générateurs de la raie spectrale observée prendraient naissance avec la fréquence universelle donnée par la relation d'Einstein $E = h\nu$, E étant l'énergie du photon, *supposée indépendante du lieu où celui-ci a pris naissance* (hypothèse nº 1).

2. *A cette énergie E correspond la masse* $m = E/c^2$. Or la masse est non seulement inerte, mais *grave*, et le photon subit de la part du champ de gravitation $\vec{G}$, la force $\vec{F} = m\vec{G}$. Pour quitter l'étoile, le photon doit fournir le travail $\Delta E = m\Phi$, Φ étant le potentiel newtonien de gravitation à la surface de l'étoile. Ce travail, qui accroît l'énergie potentielle du photon, doit être accompagné d'une diminution de son énergie cinétique, c'est-à-dire de son énergie interne $E = h\nu$ (hypothèse n° 2). La fréquence ν du photon doit donc diminuer de la quantité $\Delta\nu$, telle que l'on ait

$$\Delta E = h\Delta\nu = -m\Phi = -\frac{h}{c^2}\Phi,$$

soit

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{\Phi}{c^2} \tag{2}$$

et

$$\frac{\nu'}{\nu} = \frac{\nu + \Delta\nu}{\nu} = \frac{W}{E} = \frac{\nu'}{\nu} = 1 - \frac{\Phi}{c^2}. \tag{3}$$

ν' étant la nouvelle fréquence, en une région suffisamment éloignée de l'étoile pour que le potentiel puisse y être considéré comme nul, W étant l'énergie correspondante. *On retrouve la célèbre formule du* « déplacement vers le rouge », *donnée* par Einstein. En comparant (3) à (1), on trouve

$$\sqrt{-g_{00}} = \frac{W}{E} = 1 - \frac{\Phi}{c^2}. \tag{4}$$

résultat donné par la théorie d'Einstein.

Par contre, et contrairement à l'interprétation d'Einstein, *le cours du temps n'est pas ralenti* par la forme du tenseur métrique et la présence d'un potentiel de gravitation. *Le photon prend naissance à sa fréquence propre et c'est au cours de son trajet que sa fréquence diminue.*

III. Il est possible de retrouver intégralement le résultat d'Einstein en modifiant légèrement le raisonnement précédent, de manière à ne pas admettre les hypothèses n°s 1 et 2. Nous admettons, par contre, que toute masse m placée à l'infini, dans une région où le potentiel de gravitation de l'étoile est donc nul, fournit le travail $w = m\Phi$ pour tomber sur l'étoile, de sorte que son énergie qui était initialement égale à mc^2 ne vaut plus que $W = mc^2 - m\Phi$ tandis que sa masse devient $m\left(1 - \frac{\Phi}{c^2}\right)$, lorsqu'elle atteint la surface de l'étoile. Il s'agit là d'un phénomène général, qui affecterait par exemple l'énergie d'un condensateur chargé, comme celle d'un atome ou celle de tout autre système. Il en serait donc de même des masses quantifiées correspondant aux niveaux d'énergie de l'atome qui émet la raie considérée, de sorte que le photon étant issu d'un processus énergétique affaibli, prend naissance avec la fréquence réduite

$$\nu' = \frac{W}{h} = \frac{E}{h}\left(1 - \frac{\Phi}{c^2}\right). \tag{5}$$

D'autre part, *l'énergie totale* du photon reste inchangée et c'est cette énergie totale qui est liée à la fréquence par la relation d'Einstein $W = h\nu$, ainsi *la fréquence de l'onde associée au photon ne change pas au cours de son voyage, de l'étoile vers la Terre.*

IV. *Comparons maintenant ces deux raisonnements* du point de vue expérimental. Suivant *le premier*, le phénomène inverse se produit lorsque le photon tombe sur la Terre et *sa fréquence augmente.* Si φ est le potentiel de gravitation à la surface de la Terre, la fréquence observée en ce lieu a pour expression

$$\nu' = \nu\left(1 + \frac{\varphi - \Phi}{c^2}\right). \tag{6}$$

Un photon qui prendrait naissance sur une comète où le potentiel de gravitation peut être considéré comme nul, arriverait sur la Terre associé à une onde de fréquence ν', augmentée dans le rapport $\frac{\nu'}{\nu} = 1 + \frac{\varphi}{c^2}$ et subirait ainsi l'effet que nous pourrions appeler, par opposition, le « *déplacement vers le bleu* ».

Le second point de vue coïncide avec le point de vue classique, la fréquence à la surface de la Terre reste celle d'une raie émise loin de l'influence de toute masse grave ; il n'y a pas de « déplacement vers le bleu ».

Le potentiel de gravitation de la Terre est trop faible pour que le « déplacement vers le bleu » puisse être observé dans la technique actuelle. D'ailleurs, comme l'observation ne porterait que sur une différence de fréquence entre la raie terrestre et la raie céleste, il serait impossible de trancher le problème et de déterminer si c'est la raie céleste qui a été déplacée vers le bleu ou si c'est la raie terrestre qui a été déplacée vers le rouge. Comme nous le verrons, cela n'a pas d'importance, car la contradiction entre ces deux interprétations n'est qu'apparente. L'auteur a pu en effet établir les conclusions suivantes.

1° L'explication classique (Einstein) et la seconde explication quantique, bien que profondément différentes en apparence, sont reliées à la même cause profonde. En effet, l'action élémentaire d'un point matériel de masse m en mouvement est liée à l'intervalle d'univers ds correspondant par la relation

$$dS = -mc\,ds.$$

La *simplicité* de notre méthode tient au fait que *nous nous passons du tenseur métrique*, en faisant intervenir l'*action*, les *moments* p_i, qui sont proportionnels aux *composantes duales* x_i des coordonnées x^i, et principalement *l'énergie*, qui se trouve reliée à la composante covariante du temps.

Plus précisément il apparaît d'après notre méthode que le rapport des fréquences à la surface de l'astre et loin de son influence est égal au rapport des énergies d'un même corpuscule en ces deux régions, rapport dont nous avons calculé la valeur $1 - (\Phi/c^2)$, tandis que, d'autre part, il est facile de montrer que ce rapport énergétique est égal à $\sqrt{-g_{00}}$ en introduisant donc, les *coordonnées covariantes.*

Pour le prouver, il suffit de démontrer les trois égalités

$$\frac{\nu'}{\nu} = \frac{W}{mc^2} = \sqrt{-g_{00}}. \tag{7}$$

On a, en effet,

$$ds^2 = g_{ik}\, dx^i\, dx^k = dx_i\, dx^i = \frac{dx_i\, dx_k\, dx^i\, dx^k}{ds^2}$$

$$= \frac{1}{c^2} \frac{dx_i}{d\tau} \frac{dx_k}{d\tau}\, dx^i\, dx^k,$$

d'où

$$g_{ik} = v_i\, v_k/c^2,$$

avec

$$v_i = dx_i/d\tau,$$

d'où

$$\sqrt{-\, g_{00}} = \frac{v_0}{c} = \frac{p_0}{mc} = \frac{W}{mc^2} = \frac{\nu'}{\nu} \quad \text{(c. q. f. d.).} \qquad (8)$$

Pour $g_{00} = -1$ (coordonnées rectangulaires dans l'espace pseudo-euclidien de signature $+++-$, sans champ de gravitation), on a $W = mc^2$. En conclusion, *nous avons remplacé l'élément linéaire invariant par l'invariant d'action.* Ce dernier a l'avantage de se présenter sous la forme d'un produit scalaire de deux vecteurs de variances contraires, de sorte que *notre calcul ne fait pas intervenir la métrique et nous n'avons pas besoin de connaître la forme fondamentale. C'est pourquoi nous trouvons directement le résultat sans passer par l'intermédiaire du terme* g_{00}. *Malgré les apparences, la méthode quantique relève donc de la relativité généralisée.*

2° La première théorie quantique de cet effet et la seconde sont toutes deux correctes malgré leur apparente contradiction. Il suffit pour les mettre d'accord de choisir convenablement les échelles des temps utilisées. Dans la première explication, la *fréquence* est exprimée en *temps propre* τ, tandis que dans la seconde, la fréquence est exprimée en *temps universel* t (ou temps coordonnée ou « world time »). En effet, d'après la formule (8), le rapport de ces deux fréquences est égal à $\sqrt{-\, g_{00}}$, qui est précisément le rapport de ces deux temps.

V. La transformation de Lorentz a pour but de transformer un système de coordonnées orthogonales de l'espace euclidien en un autre système de coordonnées de même nature. La transformation de Galilée, plus simple, donne par contre un système de coordonnées curvilignes, avec un tenseur métrique dont le terme $-\, g_{00}$ vaut $1 - (v^2/c^2)$. Le facteur de dilatation des temps $1/\sqrt{-\, g_{00}}$ est précisément celui de la transformation de Lorentz, de sorte que le paradoxe des horloges n'est qu'un cas particulier d'un problème plus général, valable aussi bien dans un espace riemannien, siège d'un champ de gravitation, que dans l'espace euclidien d'un système de référence accéléré. *Le paradoxe des horloges et le « déplacement vers le rouge » appartiennent donc au même problème.*

Puisqu'il existe une échelle des temps, le temps propre, dans laquelle les horloges de tous les systèmes de référence restent synchrones, les phénomènes physiques et biologiques sont réglés sur le temps propre, qui paraît constituer le véritable temps psychique et qui n'est pas sous la dépendance de tel ou tel système de référence. Il n'y aurait plus de paradoxe des horloges.

[1] Reulos (R.), Réflexions sur le paradoxe des horloges, *Arch. Sci. Genève*, 1958, **2**, 395.

SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ
(Besançon)

SÉANCE DU 23 MAI 1959

(*) 1. — Étude de l'instabilité en phase d'une chaîne de multiplication de fréquence

par M. M. Olivier,
Faculté des Sciences de Besançon.

La comparaison entre la fréquence délivrée par les horloges à quartz classiques et celles des horloges moléculaires nécessite la création de chaîne de multiplication de fréquence reliant le domaine des ondes radio-électriques à celui des ondes centimétriques. Il est primordial de connaître l'erreur en fréquence introduite par l'instabilité en phase d'une telle chaîne. Après avoir réalisé une chaîne de multiplication conduisant de 100 kHz à 225 MHz, on a étudié la stabilité en phase de cet ensemble.

La chaîne construite est classique et comprend des circuits symétriques, push-pull ou push-push, utilisant des triodes à grande pente 12 AT7 fonctionnant en classe C. Le filtrage des harmoniques est effectué par des transformateurs à primaire et secondaire accordés. La polarisation est réalisée par résistance de grille. La chaîne comprend des circuits doubleurs, tripleurs et quintupleurs.

Les mesures de phase s'effectuent entre les signaux de sortie de deux chaînes semblables alimentées par la sortie à 100 kHz d'une horloge à quartz. On utilise dans ce but le phasemètre symétrique de Law. La courbe de réponse est sensiblement linéaire, surtout au voisinage de la quadrature. L'emploi combiné d'un galvanomètre et d'un suiveur de spot permet d'obtenir un enregistrement graphique des variations de phase.

Une étude préliminaire a permis d'obtenir l'influence sur la phase des variations de température, de la tension d'alimentation des plaques et de la tension de chauffage.

On a constaté que la chaîne de multiplication était très sensible aux variations de température. Il a été nécessaire de placer l'ensemble dans une enceinte qui, sans être thermostatée, permet d'éviter toute variation brusque de température. Les mesures de phase ont d'ailleurs été effectuées après une période de préchauffage de l'ordre de 4 h.

D'autres mesures effectuées en faisant varier la tension d'alimentation d'une chaîne permettent de mettre en évidence une variation de phase qui peut atteindre 20°/V au niveau de 45 MHz. Des variations de la haute tension d'une alimentation stabilisée, de l'ordre de 10 mV/s, ayant été constatées, on peut en déduire une variation de phase de 0,2°/s, ce qui introduit une erreur relative en fréquence de l'ordre de 10^{-11}.

Les variations de la tension de chauffage des lampes produisent une variation de phase du même ordre que précédemment. Ces fluctuations ont été évitées dans les mesures suivantes en stabilisant le chauffage par un système Réguvolt.

Divers enregistrements dont nous donnons ici quelques exemples (*fig.* 1 et 2) ont permis d'étudier en

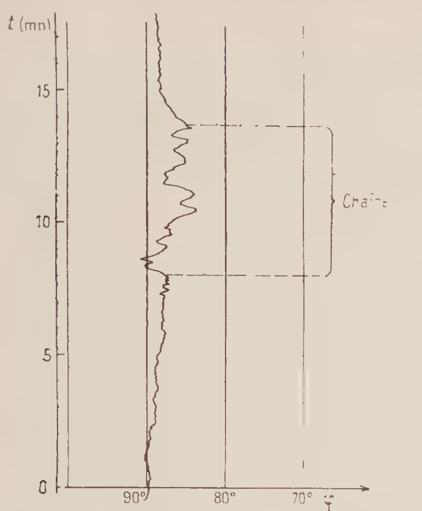


Fig. 1. — Fluctuations de phase pour une chaîne de multiplication 100 kHz-5 MHz non thermostatée.

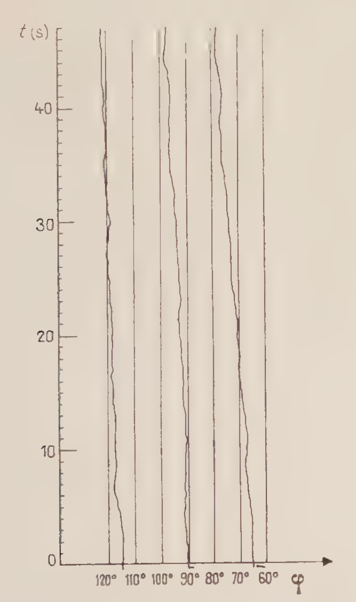


Fig. 2. — Variations de phase en fonction du temps d'une chaîne de multiplication 100 kHz-5 MHz.

fonction du temps les variations lentes ou rapides de la phase. On peut en déduire l'erreur relative en fréquence introduite par la chaîne de multiplication.

L'erreur maximum est de l'ordre de 5.10^{-11} pour des mesures effectuées sur une période de 1 s. Elle est inférieure à 2.10^{-11} pour des périodes de 10 s.

(*) 2. — Méthode de mesure de l'absorption d'un liquide par un corps poreux ;

par M. R. Amiot et Mlle R. Bernardet,
Faculté des Sciences de Dijon.

La méthode la plus simple pour déterminer la capacité d'absorption d'un corps poreux à l'égard d'un liquide consiste essentiellement à peser le corps avant et après absorption. Elle comporte diverses causes d'erreurs qui deviennent importantes si le corps se trouve à l'état pulvérulent ou même à l'état de menus fragments, en particulier il n'est guère possible d'éliminer le liquide qui subsiste sur la surface externe des fragments.

La méthode que nous proposons n'a aucun lien avec la précédente ; elle met à profit la propriété bien connue que possèdent les particules d'une solution colloïdale (à fortiori les particules plus grosses en suspension) de diffuser très lentement dans un liquide ; en voici le processus expérimental.

On immerge une masse m du corps poreux dans un volume V de liquide, on la laisse peu à peu et sous agitation se saturer de liquide puis on ajoute au mélange un volume connu, par exemple V, d'une solution colloïdale ou d'une suspension préparée avec le liquide examiné. Si les particules en raison de leur faible vitesse de diffusion n'ont pas le temps, ni même pour les plus grosses d'entre elles la possibilité de gagner l'intérieur des pores, au moins des pores les plus fins, la solution colloïdale ou la suspension se trouve diluée uniquement par le liquide qui n'a pas été retenu à l'intérieur des pores, c'est-à-dire par un volume V' de liquide inférieur à V. Autrement dit la solution, qui avait une concentration C avant d'être ajoutée au mélange, a finalement une concentration $C' = CV/(V + V')$ supérieure à la concentration $CV/2V = C/2$ qui serait réalisée s'il y avait eu diffusion des particules. Dès lors il suffit, après séparation de la phase « solide + liquide » et de la phase « solution », de déterminer la concentration finale C' par un procédé quelconque, en particulier un procédé spectrophotométrique. Un calcul simple dans le cas des solutions diluées, un peu plus compliqué dans le cas des solutions concentrées, permet d'obtenir la quantité de liquide retenue par la masse solide. Il convient de préciser que, pour éviter toute diffusion des particules, on a intérêt à effectuer la séparation du corps poreux et du liquide environnant le plus rapidement possible, après une brève agitation.

Les expériences ont porté sur l'absorption de l'eau par un gel de silice préalablement lavé, desséché dans une étuve à 120° et dans un dessiccateur sous vide. Les solutions utilisées étaient des solutions aqueuses de nigrosine, d'encre de Chine, de colophane et de lait en poudre. Les résultats ont été conformes aux prévisions ; ils ne dépendent ni de la nature, ni de la concentration de la solution, ce qui confirme l'absence d'une diffusion appréciable au sein du gel. Aux erreurs d'expériences près l'absorption est de 31 %.

Par comparaison, il était intéressant d'étudier le comportement des solutions ioniques ou moléculaires, les mesures de concentration étant cette fois faites à l'interféromètre pour les solutions non colorées. Cette étude a montré que les résultats obtenus avec les solutions diluées d'électrolytes à petites molécules KCl, NaCl, ... ne sont pas reproductibles ; ils dépendent de la durée de contact, pourtant très brève entre le gel et la solution, de l'agitation, de la concentration, etc. La diffusion rapide des ions à l'intérieur du gel joue alors un rôle capital. Sans doute aussi intervient un phénomène d'adsorption ionique. De telles solutions ne sont donc pas utilisables, non plus que les solutions de matières colorantes qui ont toujours une concen-

tration très faible et tendent à être adsorbées par le gel.

Par contre, les solutions de saccharose (5 %, 10 %, 20 %) conviennent, vraisemblablement par suite de leur plus forte viscosité, peut-être aussi pour d'autres raisons (forme de la molécule, agrégats moléculaires, ...). L'absorption est de 31 % environ, identique à celle donnée par les solutions colloïdales.

Pour préciser l'influence de la diffusion et de la viscosité, il serait nécessaire de reprendre les expériences avec des solutions ioniques ou plutôt moléculaires fortement concentrées. On retrouverait sans doute des phénomènes analogues à ceux que fournit le saccharose et la méthode que nous proposons serait susceptible d'une certaine généralisation.

(*) 3. — Polarisation de la lumière en relativité générale ;

par M. L. Mariot,
Faculté des Sciences de Dijon.

1. Dans le cadre de la physique classique, considérons une vibration électromagnétique $\overrightarrow{V}$ portée par une onde monochromatique plane. Par rapport à deux axes rectangulaires pris dans le plan d'onde, les composantes de $\overrightarrow{V}$ sont :

$$X = X_0 \cos(\theta + \varphi_1), \qquad Y = Y_0 \cos(\theta + \varphi_2),$$

$\theta =$ Cte étant l'équation du plan d'onde.

Il est commode d'associer à X et à Y les grandeurs correspondantes $\mathcal{X} = \mathcal{X}_0\, e^{i\theta}$, $\mathcal{Y} = \mathcal{Y}_0\, e^{i\theta}$, avec $\mathcal{X}_0 = X_0\, e^{i\varphi_1}$, $\mathcal{Y} = Y_0\, e^{i\varphi_2}$. Si $\mathcal{X} + i\,\mathcal{Y} = 0$, la vibration est circulaire droite tandis que $\mathcal{X} - i\,\mathcal{Y} = 0$ caractérise une vibration circulaire gauche. Comme toute vibration portée par une onde monochromatique plane est décomposable en deux vibrations circulaires de sens inverses, ces dernières constituent des cas purs. Nous nous proposons de généraliser cette notion en relativité générale.

2. Le cadre géométrique de la relativité générale est une variété différentiable à quatre dimensions V_4 munie d'une métrique de type hyperbolique normal [1]. Il est possible de définir le complexifié T_4^c de l'espace vectoriel T_4 associé en tout point de V_4 [2]. On peut donc appliquer à l'espace-temps de la relativité générale et au tenseur électromagnétique $F_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = 0, 1, 2, 3$) les méthodes de calcul symbolique utilisées en physique classique.

3. Au tenseur antisymétrique $F_{\alpha\beta}$ on associe $\mathcal{F}_{\alpha\beta} = F_{\alpha\beta} + i\, f_{\alpha\beta}$ et le tenseur adjoint

$$*\mathcal{F}^{\alpha\beta} = -\frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{-g}}\,\varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}\,\mathcal{F}_{\gamma\delta}.$$

Nous appellerons alors tenseur antisymétrique self-adjoint un tenseur $\mathcal{D}^{\alpha\beta}$ tel que $*\mathcal{D}^{\alpha\beta} = i\mathcal{D}^{\alpha\beta}$ et tenseur antisymétrique antiself-adjoint un tenseur $\mathcal{G}^{\alpha\beta}$ tel que $*\mathcal{G}^{\alpha\beta} = -i\,\mathcal{G}^{\alpha\beta}$. Les tenseurs définis par les égalités

$$\mathcal{D}^{\alpha\beta} = \mathcal{F}^{\alpha\beta} - i\, *\mathcal{F}^{\alpha\beta} \quad \text{et} \quad \mathcal{G}^{\alpha\beta} = \mathcal{F}^{\alpha\beta} + i\, *\mathcal{F}^{\alpha\beta}$$

sont le self-adjoint et l'antiself-adjoint définis à partir de $\mathcal{F}^{\alpha\beta}$.

4. Soit un domaine D de V_4 où règne exclusivement une distribution électromagnétique singulière [3] caractérisée par le tenseur singulier $F_{\alpha\beta}$, satisfaisant :

a) les équations algébriques $\psi = (1/2)\, F_{\alpha\beta}\, F^{\alpha\beta} = 0$, $\Phi = (1/2)\, F_{\alpha\beta}\, *F^{\alpha\beta} = 0$;

b) les équations de Maxwell $\nabla_\alpha F^{\alpha\beta} = 0$, $\nabla_\alpha *F^{\alpha\beta} = 0$.

Le tenseur $\mathcal{F}^{\alpha\beta}$ sera dit champ électromagnétique singulier complexe si :

a) $\psi_c = (1/2)\, \mathcal{F}^{\alpha\beta}\, \mathcal{F}_{\alpha\beta} = 0$, $\Phi_c = (1/2)\, \mathcal{F}_{\alpha\beta}\, *\mathcal{F}^{\alpha\beta} = 0$

b) la partie réelle $F_{\alpha\beta}$ de $\mathcal{F}_{\alpha\beta}$ est singulière ;

c) $\nabla_\alpha \mathcal{F}^{\alpha\beta} = 0$, $\nabla_\alpha *\mathcal{F}^{\alpha\beta} = 0$.

Alors, en tout point x de D, par rapport à un repère galiléen, les composantes de $\mathcal{F}_{\alpha\beta}$ et des tenseurs self-adjoint $\mathcal{D}_{\alpha\beta}$ et antiself-adjoint $\mathcal{G}_{\alpha\beta}$ associés, s'expriment ainsi :

$$\begin{cases} \mathcal{X} = \mathcal{F}_{10} = \mathcal{P} \\ \mathcal{Y} = \mathcal{F}_{20} = \mathcal{Q} \end{cases} \quad \begin{cases} \mathcal{L} = \mathcal{F}_{23} = -\mathcal{Q} \\ \mathcal{M} = \mathcal{F}_{31} = \mathcal{P} \end{cases} \quad \mathcal{F}_{30} = \mathcal{F}_{12} = 0$$

$$\begin{cases} \mathcal{D}^{01} = \mathcal{P} - i\mathcal{Q} \\ \mathcal{D}^{02} = i(\mathcal{P} - i\mathcal{Q}) \end{cases} \quad \begin{cases} \mathcal{D}^{23} = i(\mathcal{P} - i\mathcal{Q}) \\ \mathcal{D}^{31} = \mathcal{P} - i\mathcal{Q} \end{cases} \quad \mathcal{D}^{30} = \mathcal{D}^{12} = 0$$

$$\begin{cases} \mathcal{G}^{01} = \mathcal{P} + i\mathcal{Q} \\ \mathcal{G}^{02} = -i(\mathcal{P} + i\mathcal{Q}) \end{cases} \quad \begin{cases} \mathcal{G}^{23} = i(\mathcal{P} + i\mathcal{Q}) \\ \mathcal{G}^{31} = \mathcal{P} + i\mathcal{Q} \end{cases} \quad \mathcal{G}^{30} = \mathcal{G}^{12} = 0$$

La généralisation cherchée est évidente.

Définition. — Si le champ $\mathcal{F}^{\alpha\beta}$ est tel que $\mathcal{D}^{\alpha\beta} = 0$ il sera dit champ singulier polarisé circulairement à gauche. Si $\mathcal{G}^{\alpha\beta} = 0$ il sera polarisé circulairement à droite.

5. Cette notion définie en un point x de D se conserve-t-elle dans un voisinage de D ? La réponse est affirmative. En effet, il est facile de montrer que les tenseurs $\mathcal{D}^{\alpha\beta}$ et $\mathcal{G}^{\alpha\beta}$ sont eux-mêmes des champs singuliers complexes. Donc si, par exemple, $\mathcal{G}^{\alpha\beta}$ est nul sur une hypersurface S orientée partout dans l'espace, $\mathcal{G}^{\alpha\beta}$ satisfaisant aux équations de Maxwell reste nul au voisinage de S, d'où :

Théorème. — *Soit, dans un domaine de* V_4, *un champ électromagnétique singulier complètement intégrable. Si, sur une hypersurface* S *partout orientée dans l'espace, ce champ est circulaire gauche (ou droit) il reste circulaire gauche (ou droit) au voisinage de* S.

Ainsi, la notion de cas pur se conserve en relativité générale. Cette étude montre que le champ singulier (ou le fluide de photons) [3] peut se présenter sous deux états « purs », restant purs s'ils le sont initialement. Cette conclusion est en accord avec les deux états de spin s = ± 1 donnés par la mécanique ondulatoire.

[1] Lichnerowicz (A.), Théories relativistes de la gravitation et de l'électromagnétisme, éd. Masson, Paris, 1955 (dont nous empruntons les notations).
[2] Lichnerowicz (A.), Théorie globale des connexions et des groupes d'holonomie, éd. Dunod, Paris, chap. V.
[3] Mariot (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 2055.

Le Gérant : Maurice Blondin. — Dépôt légal : 2e trim. 1960. — Imp. Taffin-Lefort, à Lille (France).

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881

44, rue de Rennes, Paris (VIe)

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

JOURNÉE DU 12 DÉCEMBRE 1959

Présidence de M. J. Yvon.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Bruyère (Jean-Claude), Licencié ès Sciences, Ingénieur I.R.G., Stagiaire de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 4, rue A. Berges, Grenoble (Isère), présenté par MM. L. Néel et R. Montmory.

Coelho (Roland), Ingénieur E.C.P., Ph. D (M. I. T.), 18, avenue de Rueil, Vaucresson (Seine-et-Oise), présenté par MM. M. Balkanski et P. Aigrain.

Cornet (Yves), Stagiaire de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 211, rue de l'Université, Paris (7e), présenté par M. P. Barchewitz et Mlle C. Rossetti.

Coumes (André), Agrégé, Docteur ès Sciences, Chef de Travaux à la Faculté des Sciences de Grenoble, École d'Ingénieurs Électroniciens, rue des Martyrs, Grenoble (Isère), présenté par MM. M. Buyle-Bodin et Y. Ayant.

Da Silva (Édouard), Conservatoire National des Arts et Métiers, Physique générale, 26, boulevard de l'Hôpital, Paris (5e), présenté par MM. M. Balkanski et P. Aigrain.

Ewen (Émile), Ingénieur technicien diplômé, 26, rue de Luxembourg, Pétange (G.-D. de Luxembourg), présenté par MM. P. Aigrain et A. Herpin.

Gans (François), Ingénieur E. P. C. I., Docteur ès Sciences, 38, rue Vatome, Gif-sur-Yvette (Seine-et-Oise), présenté par M. J. Lecomte et Mme J. Vincent.

Kurti (Nicholas), Dr. Phil., Licencié ès Sciences physiques, Clarendon Laboratory, Parks RD, Oxford (G.-B.), présenté par MM. A. Kastler et A. Maréchal.

Mme Margottin-Maclou (Monique), Docteur en Chimie physique, Attachée de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 34 *ter*, rue de la Tour d'Auvergne, Paris (9e), présentée par MM. P. Barchewitz et P. Jacquinot.

MM. Millot (Jean-Paul), Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique, Agrégé de Mathématiques, 14, rue du Stade Buffalo, Montrouge (Seine), présenté par MM. R. Schuttler et A. Authier.

Rastoin (Jean), Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique, G. M., 213, rue de l'Université, Paris (7e), présenté par MM. R. Schuttler et A. Authier.

Rolland (Pierre), Ingénieur E. S. P. C. I., 2 *bis*, rue Championnet, Paris (18e), présenté par MM. M. Balkanski et P. Aigrain.

Rousset (André), Ancien élève de l'École Polytechnique, Docteur ès Sciences, 9, boulevard Morland, Paris (4e), présenté par MM. L. Leprince-Ringuet et A. Rousset.

Trompette (Jean), Docteur ès Sciences, Maître de Conférences, 1, rue de Blidah, Marseille (Bouches-du-Rhône), présenté par MM. P. Rouard et P. Bousquet.

Weimer (Paul), Research Physicist, Laboratoire de Physique, École Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, Paris (5e), R. C. A. Laboratories, Princeton, N. J. (U. S. A.), présenté par MM. M. Balkanski et P. Aigrain.

Sont admis comme Membres juniors :

MM. Besserman (Robert), Licencié ès Sciences, Examen de 3e cycle d'Électronique, 26, rue Saint-Sauveur, Paris (2e), présenté par MM. M. Balkanski et P. Aigrain.

Besson (Jean-Michel), Ingénieur E. S. E., Étudiant 3e cycle Physique du Solide (2e A), 16, rue de Chambéry, Paris (15e), présenté par MM. M. Balkanski et P. Aigrain.

Cadelec (Jacques), Ingénieur E. F. R., 34, rue de Metz, Courbevoie (Seine), présenté par MM. M. Balkanski et P. Aigrain.

MM. Moch (Philippe), Licencié de Sciences physiques, École Normale Supérieure, 45, rue d'Ulm, Paris (5e), présenté par MM. M. Balkanski et P. Aigrain.

Pastel (Christian), Ingénieur E. S. E., 57, boulevard Jourdan, Paris (14e), présenté par MM. M. Balkanski et P. Aigrain.

Savy (Michel), Docteur 3e cycle, Licencié d'enseignement, 20, rue Velpeau, Antony (Seine), présenté par MM. M. Balkanski et P. Aigrain.

Sebenne (Claude), Licencié ès Sciences, Stagiaire de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 53, avenue de Breteuil, Paris (7e), présenté par MM. M. Balkanski et P. Aigrain.

Sont admis comme Membres de la Section d'Optique :

MM. Bénard (Christian, Louis, Georges), Directeur Général des Anciens Éts Barbier, Bénard & Turenne, 82, rue Curial, Paris (19e), présenté par MM. M. Françon et A. Maréchal.

Desvignes (François), Ingénieur École Supérieure d'Optique et Conservatoire National des Arts et Métiers (Physique), 28, rue Armand Millet, Bourg-la-Reine (Seine), présenté par MM. M. Françon et A. Maréchal.

Optique et Précision de Levallois (Soc.), Instruments d'Optique et Mécanique de Précision, 102, rue Chaptal, Levallois-Perret (Seine), présentée par MM. M. Françon et A. Maréchal.

Société A. D. A. M. E. L., Appareils de mesure et de laboratoire, 4 et 6, passage Louis-Philippe, Paris (11e), présentée par MM. M. Françon et A. Maréchal.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Antiferromagnétisme hélicoïdal ;

par MM. A. Herpin, P. Meriel et J. Villain,
Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

Cette Communication a été publiée au *Journal de Physique*, janvier 1960, p. 67.

2. — Diffusion des neutrons par les phonons dans un monocristal ;

par MM. D. Cribier, B. Jacrot et D. Saint-James,
Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

Cette Communication a été publiée au *Journal de Physique*, janvier 1960, p. 67.

3. — Diffusion quasi élastique des neutrons froids par l'eau et coefficient d'autodiffusion du liquide ;

par MM. D. Cribier et B. Jacrot,
Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

Cette Communication a été publiée au *Journal de Physique*, janvier 1960, p. 69.

4. — Déplacement de la raie de résonance électronique par polarisation nucléaire dans le lithium ;

par M. C. Ryter,
Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

On rappelle que le couplage entre les spins nucléaires des atomes et ceux des électrons de conduction dans les métaux peut produire un déplacement des raies de résonance nucléaire et électronique. On présente les résultats actuels des travaux en cours sur le déplacement de la résonance des électrons de conduction dans le lithium, à 4,2° K, obtenu par irradiation d'un sel de lithium aux neutrons thermiques.

Un article détaillé sera publié ultérieurement.

5. — Les antiphases périodiques ou alliages à longues périodes ;

par MM. P. Perio et M. Tournarie,
Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

Cette Communication a été publiée au *Journal de Physique*, janvier 1960, p. 71.

6. — Glissements rotationnels et pseudo-structure du mica muscovite ;

par MM. R. Cartraud et R. Zouckermann,
Laboratoire de Microscopie et Diffraction électroniques, Faculté des Sciences, Poitiers.

Cette Communication a été publiée au *Journal de Physique*, janvier 1960, p. 73.

7. — Étude spectrographique du radical PH (1) ;

par M. F. Legay,
Laboratoire d'Infrarouge, Faculté des Sciences de Paris.

La bande 1-0 du système $^3\Pi_1$-$^3\Sigma^-$ du radical PH, produit par photolyse par éclair, a été photographiée en absorption sous haute dispersion. L'analyse de cette bande a permis de déterminer les constantes rotationnelles, la constante de couplage du spin et l'intervalle vibrationnel $\Delta G'_{1/2}$ de l'état $^3\Pi_1$. L'existence d'une perturbation de l'état $^3\Pi_0$ a pu être mise en évidence, bien que sa nature n'ait pu être précisée.

8. — Sur un phénomène de résonance observé en basse fréquence au cours des électrolyses accompagnées d'une forte surtension anodique ;

par MM. I. Epelboin et G. Loric,
Laboratoire de Physique de la Faculté des Sciences de Paris.

Cette Communication a été publiée au *Journal de Physique*, janvier 1960, p. 74.

(1) Travail effectué au National Research Council, à Ottawa.

(*) 9. — Sur certaines anomalies de la variation avec la température de la chaleur massique des monocristaux de gallium ;

par MM. I. Epelboin et M. Erny,

Laboratoire de Physique
de la Faculté des Sciences de Paris.

Nous avons déjà signalé [1], [2], [3] qu'avec du gallium de pureté 99,9 %, on obtient des monocristaux dont la chaleur massique et la résistivité électrique varient anormalement avec la température, près du point de fusion (29,78° C). Ce phénomène, dit de préfusion, a été observé avec de nombreux corps.

L'hypothèse du passage progressif de la substance à l'état liquide à mesure que sa température approche du point de fusion a été admise par tous les auteurs ayant essayé d'interpréter ces anomalies. Certains [4], [5], [6], [7], [8] expliquent cette transformation partielle par les fluctuations d'énergie. Comme, à la température de fusion, les potentiels chimiques des deux phases, solide et liquide, sont égaux et qu'ils sont voisins lorsque la température est légèrement inférieure, la substance fondrait et se solidifierait alternativement en chacun de ses points. Elle comprendrait une certaine proportion de liquide qui s'accroîtrait à mesure que la température augmenterait. D'après les calculs de thermodynamique statistique de G. M. Bartenev [6], 1 g de substance contiendrait la masse m de liquide :

$$m = \frac{1}{x} + \frac{1}{1 - e^x}, \qquad (1)$$

avec

$$x = \frac{\mu}{kT} (\varphi_2 - \varphi_1),$$

T étant la température absolue, φ_2 le potentiel chimique du liquide, φ_1 celui du solide, k la constante de Boltzmann et μ une constante caractéristique de la substance.

Cette théorie ne tient pas compte de la présence d'impuretés et la fusion partielle qu'elle prévoit devrait être également observée avec une substance rigoureusement pure.

Nous avons recherché si la préfusion observée avec le gallium à 99,9 % se manifeste également dans le gallium très pur. A titre d'exemple, nous donnons ci-dessous les teneurs (en p. p. m.) des impuretés décelées par analyse spectrographique (1) dans un échantillon qui nous a servi à étudier la chaleur massique :

Ag	Al	As	B	Ca	Cd	Cr	Cu
5	8	—	—	tr.	—	—	2

Fe	Mg	Mn	Na	Ni	Si	Sn	Zn
9	3	3,5	100	—	20	—	—

(la teneur en sodium est donnée sous toutes réserves).

La variation de la chaleur massique a été déterminée par une méthode déjà décrite [3]. Nous n'en rappelons que le principe (*fig.* 1). Le cristal de gallium suspendu aux fils d'un couple thermoélectrique est placé au centre d'une enceinte étanche qui est immergée dans de l'eau à température constante t_1 (à ± 0,01° C). La température t du gallium tend vers celle t_1 de l'eau. Le galvanomètre G donne la différence $S = |t - t_1|$. La représentation graphique de log S en fonction du temps

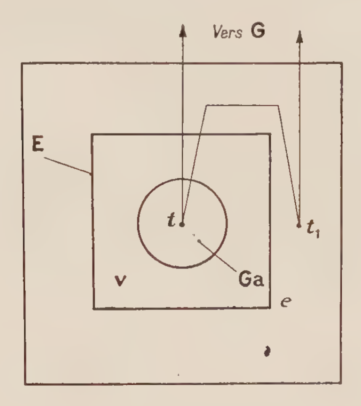


Fig. 1. — E, enceinte ; G, galvanomètre ; e, eau ; v, vide.

doit être une droite de pente — k/mC, tant que la capacité calorifique mC du bloc de gallium reste constante. Mais la courbe s'écarte de la droite dès que la chaleur massique C commence à varier. L'air dans l'enceinte est à une pression assez basse afin que les échanges de chaleur soient suffisamment lents pour que la température du gallium, conducteur métallique, soit uniforme à mieux de 0,01° C près. Nous déterminons le commencement d'une transformation avec une précision de ± 0,03° C.

Nous avons ainsi fait de très nombreux essais de détection des anomalies entre 17° C et 29,6° C, chacun couvrant un intervalle de 3° C. En général, les courbes représentant log S en fonction du temps sont des droites. Parfois, elles montrent de petits changements de pente que nous n'avons retrouvés qu'occasionnellement en répétant plusieurs fois le même essai de détection (moins de 1 fois sur 10 autour de 21,2° C et encore plus rarement vers 24,2° C et 28,3° C). Les transformations correspondantes nécessitent si peu de chaleur, sans doute parce qu'elles n'intéressent qu'une infime partie du cristal, que pour les déceler nous sommes à la limite de sensibilité de la méthode. Comparées aux anomalies observées avec le gallium à 99,9 %, ces irrégularités sont négligeables.

Par des mesures de la résistivité électrique ρ effectuées au moyen d'une méthode très sensible qui sera décrite par ailleurs (on peut déceler des variations $\Delta\rho/\rho$ de l'ordre de 10^{-5}), nous avons confirmé que la préfusion ne se manifeste pas dans le gallium très pur. Par exemple, la résistivité électrique varie linéairement avec la température jusqu'à 29,75° C pour un gallium ayant les impuretés suivantes (en p. p. m.) :

Ag	Al	Cu	Fe	Mg	Mn	Na	Pb	Si
<1	6	4	12	3	< 1	< 100	< 5	25

La préfusion que nous avons observée avec le gallium de pureté 99,9 % ne s'explique donc pas par la théorie des fluctuations de phase, puisqu'elle n'existe pas dans le gallium très pur. Examinons si elle peut être attribuée à la présence des impuretés.

A l'occasion d'une étude sur la chaleur massique de

(1) Nous devons les analyses données dans cette note à l'obligeance de MM. Huré et Artaud et de leurs collaborateurs du Commissariat à l'Énergie Atomique auxquels nous adressons nos vifs remerciements.

la glace près du point de fusion, H. C. Dickinson et N. S. Osborne [9] ont proposé l'explication suivante du rôle des impuretés. Considérons la solidification de 1 g de substance. Elle se produit à la température t_f si elle est pure. Mais, en présence d'impuretés à la concentration c, les premiers cristaux apparaissent à une température inférieure t_0 telle que

$$t_f - t_0 = ac,$$

a étant la constante cryoscopique de la substance. La solidification se poursuivant, il reste à un certain instant la masse m de liquide. La concentration des impuretés y est c/m car elles sont supposées insolubles dans le solide. Ce liquide cristallise à la température t donnée par la formule, analogue à la précédente,

$$t_f - t = a(c/m).$$

En éliminant la constante a des deux dernières relations, nous obtenons la masse m de liquide en fonction de la température t :

$$m = (t_f - t_0)/(t_f - t). \qquad (2)$$

Nous rendrons compte d'une façon plus générale du rôle des impuretés en considérant les diagrammes des alliages que forme le gallium avec les éléments peu

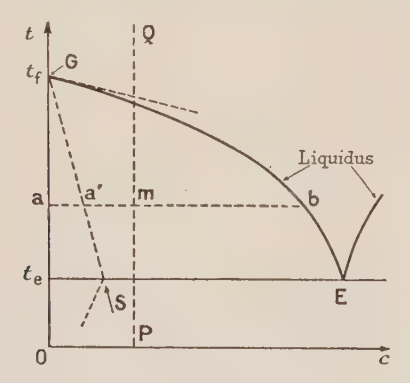


Fig. 2.

solubles qui le contaminent. Considérons (*fig.* 2) la partie d'un tel diagramme correspondant aux faibles concentrations c d'un élément insoluble. Le point figuratif du système décrit la droite PQ. Le liquide commence à apparaître à la température d'eutexie t_e. La proportion de liquide qui est égale au rapport am/ab n'est donnée par la formule (2) de H. C. Dickinson et N. S. Osborne que près du point de fusion t_f où le liquidus peut être assimilé à une droite de pente $-a$. Ces auteurs croyaient sans doute que la préfusion ne se manifeste que dans ce domaine. En réalité, elle commence à la température d'eutexie qui est parfois très inférieure à la température de fusion t_f. Plusieurs éléments sont peu solubles dans le gallium ; leurs températures d'eutexie [10] sont : 15,7° C pour l'indium, 20° C pour l'étain, 25° C pour le zinc ou l'argent, vers 27° C pour l'aluminium et le thallium.

Ces diagrammes nous permettent d'expliquer les anomalies que nous avions observées sur les courbes représentant, dans le domaine de préfusion, les variations avec la température de la chaleur massique [3] et de la résistivité électrique [1], [2] du gallium de pureté 99,9. Ces deux grandeurs changeaient de valeur à certaines températures de telle sorte que chaque courbe était composée de plusieurs lignes qui ne se raccordaient pas. L'impureté qui donne un diagramme du type représenté dans la figure 2 fond à la température d'eutexie avec une masse de gallium telle que le liquide ait la composition du point eutectique E. Aussi, à cette température, la résistivité électrique change de valeur et la courbe représentant la chaleur massique du système présente un maximum.

Nous avons déterminé la variation de la chaleur massique d'un gallium ne contenant qu'une impureté en quantité prépondérante, de l'étain à la teneur de 730 p. p. m. Nous l'avons étudié autour de la température d'eutexie par la méthode déjà décrite. La figure 3 représente log S en fonction du temps. La chaleur massique reste constante suivant la partie rectiligne AB. Puis, une transformation commence au point B à 20,38 ± 0,08° C et se termine au point C à 20,68 ± 0,03° C. C'est la fusion de l'étain accompagnée de celle d'une masse 11,5 fois plus grande de gallium (la proportion d'étain au point eutectique est 8 % en poids). Le palier BC est très net : il dure 4 mn bien que la quantité de chaleur mise en jeu par la transformation ne soit que de 0,040 cal/g.

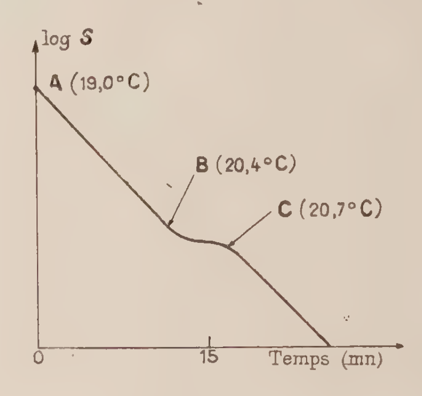


Fig. 3.

Nous avons fait les mêmes essais aux températures comprises entre 21° C et le point de fusion à 29,78° C. La représentation de log S en fonction du temps est alors une ligne régulière mais de forte courbure, parce que la chaleur massique varie beaucoup avec la température près du point de fusion t_f, comme il est indiqué

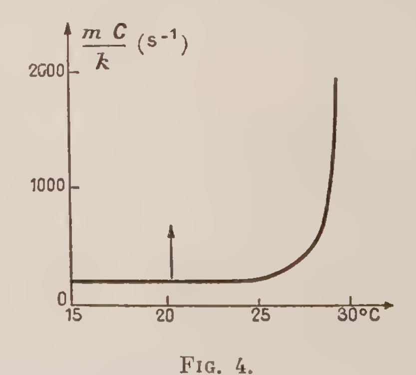


Fig. 4.

par la figure 4. Nous avons d'autre part schématisé par une flèche le maximum de cette courbe situé à la température d'eutexie, entre 20,4° C et 20,7° C, auquel

correspond la quantité de chaleur supplémentaire de 0,040 cal/g.

G. M. Bartenev [6] mentionne une courbe semblable obtenue avec de l'étain. Il attribue le maximum qui se manifeste à 166° C à une transformation dans le solide mais explique la croissance rapide de la chaleur massique jusqu'au point de fusion (232° C) par la théorie des fluctuations. Il en déduit la constante μ de la formule (1). Pour nous, ces deux caractéristiques de la courbe révèlent la présence d'une impureté très peu soluble. L'examen des diagrammes d'alliages [10] montre en effet que le thallium donne avec l'étain un point eutectique à 166° C.

De même, B. H. Koctrioukov et P. G. Strelkov [11] attribuent la préfusion du mercure à la présence des impuretés. En effet, ils n'observent pas de variation anormale de la chaleur massique pour le mercure pur. Mais, s'il contient un peu de thallium (0,099 at. %), ils obtiennent une courbe analogue à celle de la figure 4 avec un maximum à — 59° C. Ils expliquent celui-ci par une fusion partielle car il se produit à la température d'eutexie du système Hg-Tl.

Nous avons jusqu'ici supposé que l'impureté est insoluble. Si elle est un peu soluble, le diagramme de la figure 2 doit être complété par le solidus GS, tracé en pointillé. Il semble que ce soit le cas de l'étain dans le gallium. En effet, calculant la teneur en étain à partir de la quantité de chaleur absorbée à la température d'eutexie, 0,040 cal/g d'après nos mesures, nous n'avons trouvé que 170 p. p. m. alors que nous en avions ajouté 730 p. p. m. au gallium pur. Remarquons qu'une partie de l'étain pourrait avoir formé un composé avec un autre élément, particulièrement avec l'oxygène. Si la quantité d'un tel composé est négligeable, la proportion du liquide est maintenant donnée par le rapport a'm/a'b, le point a' étant sur le solidus GS ; elle dépend donc aussi de la position de ce solidus. Enfin, si la solubilité est suffisante pour que la concentration de l'impureté soit inférieure à l'abscisse du point S (*fig.* 2), on n'observe ni changement de la résistivité électrique à la température d'eutexie, ni maximum sur la courbe représentant la variation de la chaleur massique. Ceci expliquerait les résultats obtenus avec du gallium contaminé par 550 p. p. m. de Pb, 200 à 300 de Na, 65 de Si, 25 de Al, 25 de Fe, 9 de Mg, 3 de Cu et 1 de Mn. Dans ce cas, la chaleur massique et la résistivité électrique ne varient plus linéairement avec la température au-dessus de 28,5 ± 0,3° C et l'on n'observe plus de maximum sur la courbe de la chaleur massique.

En conclusion, la préfusion du gallium est provoquée par les impuretés. Ce résultat permet d'envisager l'identification des éléments très peu solubles et même leur dosage par des mesures de chaleur massique ou de conductibilité électrique. Enfin, par de telles méthodes, il doit être possible de déterminer le rapport a'm/a'b (*fig.* 2) et, par là, la position du solidus aux très faibles concentrations.

[1] Epelboin (I.) et Erny (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1118.
[2] Erny (M.), *Métaux, Corrosion, Industries*, 1958, n° 395-396, 305.
[3] Erny (M.), *Métaux, Corrosion, Industries*, 1958, n° 400, 493.
[4] Brody (E.), *Phys. Zeits.*, 1922, **23**, 197.
[5] Frenkel (A. I.), *Z. eksper. teor. Fiz.*, 1939, **9**, 952.
[6] Bartenev (G. M.), *Z. eksper. teor. Fiz.*, 1950, **20**, 218.
[7] Ourbak (V. I.), *Z. fiz. Khimii*, 1957, **31**, 2147.
[8] Remizova (A. A.), *Z. fiz. Khimii*, 1959, **33**, 1126.
[9] Dickinson (H. C.) et Osborne (N. S.), *Bull. Bur. Standards*, 1915-16, **12**, 49.
[10] Hansen (M.), Constitution of binary alloys, 2e éd., McGraw-Hill, New-York, 1958.
[11] Koctrioukov (V. H.) et Strelkov (P. G.), *Z. fiz. Khimii*, 1954, **28**, 1825.

10. — Sur quelques propriétés thermodynamiques d'une phase solide du gallium instable à la pression atmosphérique ;

par MM. A. Defrain et I. Epelboin,
Laboratoire de Physique
de la Faculté des Sciences de Paris.

Cette Communication a été publiée au *Journal de Physique*, janvier 1960, p. 76.

11. — Ampèremètres utilisant la répulsion entre courants parallèles ;

par M. L. Rebuffé,
Professeur honoraire de Lycée, Rennes.

Cette Communication a été publiée au *Journal de Physique*, janvier 1960, p. 77.

12. — Rôle des champs démagnétisants dans l'auto-asservissement et la linéarisation des circuits magnétiques ouverts à grandes perméabilités ;

par M. E. Selzer,
Institut de Physique du Globe, Paris.

Cette Communication a été publiée au *Journal de Physique*, janvier 1960, p. 79.

13. — Propriétés des jonctions n^+ - p^+ dans les semi-conducteurs. Diodes « Tunnel » d'Esaki. Théorie et démonstrations ;

par M. P. Aigrain,
École Normale Supérieure, Paris.

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE ET SÉANCE DU 29 JANVIER 1960

I. — Assemblée générale.

L'Assemblée générale annuelle de la Société française de Physique s'est tenue le vendredi 29 janvier 1960 à 18 h dans la salle n° 8 du Collège de France, sous la présidence de M. Jacques Yvon, Président de la Société en 1959.

L'ordre du jour comporte :

a) Présentation du Rapport de la Commission des Comptes sur l'exercice 1958-1959.

Approbation de l'Assemblée générale sur la résolution prise par le Conseil d'Administration, en date du 8 décembre 1959, d'autoriser le Trésorier à vendre tout ou partie des titres qui figurent à l'Actif du Bilan de la Société au 31 octobre 1959, sous la rubrique : Placement des disponibilités, pour un montant de 6 485 686 F.

b) Élection de trois membres du Bureau et de huit membres du Conseil.

c) Rapport moral du Président sortant.

d) Allocution du Président entrant.

e) Questions diverses.

Il est tout d'abord procédé au vote dont le résultat sera proclamé en séance ordinaire après dépouillement par les scrutateurs : MM. A. Herpin, R. Chabbal et F. Poulard.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Ailloud (Jean), Licencié ès Sciences, Ingénieur E. S. E. Radio, Commissariat à l'Énergie Atomique, 13, parc d'Ardenay, Palaiseau (Seine-et-Oise), présenté par MM. J. Baurand et R. Schuttler.

Averbuch (Pierre), Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Institut Fourier, place du Doyen Gosse, Grenoble (Isère), présenté par MM. Y. Ayant et M. Soutif.

Bagnol (Jacques), Assistant, Faculté des Sciences, Montpellier (Hérault), présenté par MM. R. Lafont et R. Jouty.

Camplan (Jean), Ingénieur E. S. P. C. I., Ingénieur à la Faculté des Sciences, 10, rue des Beaux-Arts, Paris (6e), présenté par MM. R. Bernas et R. Klapisch.

Deconninck (Gaston), Licencié ès Sciences, Chercheur agréé Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires, Centre de Physique Nucléaire, Parc d'Arenberg, Heverle-Louvain (Belgique), présenté par MM. M. de Hemptinne et F. Netter.

Depraz (Jean), Agrégé-Docteur, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Lyon, 1, rue Raulin, Lyon (Rhône), présenté par MM. A. Moussa et G. Philbert.

Deutsch (Jules), Licencié ès Sciences, Chercheur agréé Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires, 15, place Mgr Ladeuse, Louvain (Belgique), présenté par MM. M. de Hemptinne et F. Netter.

Guenoche (Henri), Maître de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 50, boulevard Camille Flammarion, Marseille (Bouches-du-Rhône), présenté par MM. P. Rouard et P. Bousquet.

Guillemet (Claude), Ingénieur, Centre de Recherches de la Cie de St-Gobain, 52, boulevard de la Villette, Paris (19e), présenté par MM. I. Peychès et P. Acloque.

Jeremie (Hannes), Diplômé de Physique nucléaire de l'Université de Hambourg, 19, rue du Sommerard, Paris (5e), présenté par MM. P. Soleillet et R. Moch.

Mlle Juillard (Andrée), Licenciée ès Sciences, Stagiaire au Centre National de la Recherche Scientifique, Route Nationale, Saint-Jean-d'Ardières (Rhône), présentée par MM. A. Moussa et J. Lafoucrière.

MM. Kahane (Jean), Licencié ès Sciences, Assistant au Collège de France, Bât. 14 B, Les Hirondelles, Sarcelles (Seine-et-Oise), présenté par MM. P. Soleillet et R. Moch.

Lafore (Pierre), Ingénieur en Chef des Télécommunications, 15 *ter*, rue des Tournelles, l'Hay-les-Roses (Seine), présenté par MM. J. Baurand et R. Schuttler.

Mme Langevin (Hélène), Maître de recherches, 76, avenue Lenôtre, Antony (Seine), présentée par MM. M. Curie et M. Langevin.

MM. Lefort (Marc), Maître de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Laboratoire de Physique nucléaire, B. P. no 1, Orsay (Seine-et-Oise), présenté par Mme J. Laberrigue-Frolow et M. R. Nataf.

Macq (Pierre), Docteur ès Sciences, Chargé de cours à l'Université de Louvain, 59, rue Constantin Meunier, Louvain (Belgique), présenté par MM. M. de Hemptinne et F. Netter.

Michalowicz (Aron), Chargé de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Docteur ès Sciences, 2, allée des Frères Wright, Châtenay-Malabry (Seine), présenté par M. P. Radvanyi et Mme J. Genin.

Naudin (Francis), Ingénieur-Docteur, Ingénieur-Opticien, Ingénieur à la Cie de St-Gobain, 52, boulevard de la Villette, Paris (19e), présenté par MM. I. Peychès et P. Acloque.

Papoular (Renaud), Docteur ès Sciences, Ingénieur E. S. E., Commissariat à l'Énergie Atomique, Châtillon, 4, rue de l'Hôtel de Ville, Neuilly (Seine), présenté par MM. A. Herpin et F. Netter.

Mme Poffé (Nina), Attachée de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 72, rue d'Estienne d'Orves, Fontenay-aux-Roses (Seine), présentée par Mlle G. Albouy et M. M. Gusakow.

MM. Pollet (Jean), Licencié ès Sciences, Laboratoire de Physique de la Soc. Kodak-Pathé, 30, rue des Vignerons, Vincennes (Seine), présenté par MM. R. Pinoir et R. Desprez.

Saddy (Jean), Docteur ès Sciences, Chef de Travaux à la Faculté des Sciences de Paris, Laboratoire Esclangon, 12, rue Cuvier, Paris (5e), présenté par MM. P. Barchewitz et M. Françon.

Salin (Raymond), Licencié ès Sciences, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique (Physique corpusculaire), 2, place d'Ainay, Lyon (Rhône), présenté par MM. J. Thibaud et J. Lafoucrière.

Sarrouy (Jean-Louis), Ingénieur à la Faculté des Sciences, 73, route de Domont, Pav. 19, Montmorency (Seine-et-Oise), présenté par MM. R. Bernas et R. Klapisch.

Schapira (Jean-Paul), Ancien élève de l'École Polytechnique, Licencié ès Sciences, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 88 *bis*, boulevard de Port-Royal, Paris (5e), présenté par MM. W. Sebaoun et M. Spighel.

Simonoff (Gabriel), Docteur 3e cycle, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 3, rue Jean Jaurès,

Fontenay-aux-Roses (Seine), présenté par MM. J. Teillac et M. Gusakow.

Tochon (Jean), Ingénieur E. N. S. M. A., Centre de Recherches de la Cie de St-Gobain, 52, boulevard de la Villette, Paris (19e), présenté par MM. I. Peychès et P. Acloque.

Tran (Thach Lan), Licencié ès Sciences physiques, Ingénieur à la Cie de St-Gobain, 52, boulevard de la Villette, Paris (19e), présenté par MM. I. Peychès et P. Acloque.

Vallet (Georges), Docteur ès Sciences, Centre de Recherches de la Cie de St-Gobain, 182-184, avenue Aristide Briand, Antony (Seine), présenté par MM. I. Peychès et P. Acloque.

Vries (Albert de), Docteur ès Sciences, Centre de Recherches de la Cie de St-Gobain, 52, boulevard de la Villette, Paris (19e), présenté par MM. I. Peychès et P. Acloque.

Zarzycki (Jerzy), Docteur ès Sciences, Ingénieur E. C. A. M., Chef de Groupe, Laboratoires de la Cie de St-Gobain, 52, boulevard de la Villette, Paris (19e), présenté par MM. I. Peychès et P. Acloque.

Sont admis comme Membres de la Section d'optique :

MM. Charlot (Guy), Ingénieur, Diplômé de l'École Nationale des Arts et Métiers, Poigny, par Provins (Seine-et-Marne), présenté par MM. M. Françon et A. Maréchal.

Lefebvre (Henri), Gérant de la Société Physique & Industrie, 51, rue du Pont Blanc, Aubervilliers (Seine), présenté par MM. M. Françon et A. Maréchal.

M. le Président donne ensuite la parole à M. Eugène Dupuy, chargé de présenter le rapport de la Commission des Comptes.

RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES SUR L'EXERCICE 1958-1959

Mesdames, Messieurs,

Nous avons l'honneur de soumettre à votre approbation les comptes de l'exercice 1958-1959 (1er novembre 1958-31 octobre 1959) de notre Société.

Actif.— L'actif comptabilisé, s'élevant à 26 488 260 F, comprend : 1° des titres pour une valeur de 7 560 140 F, dont 1 074 454 F comme placement du fonds de réserve et 6 485 686 F comme placement des disponibilités ; 2° des immobilisations, apparaissant pour la première fois, s'élevant à 7 050 000 F et représentées par 59 parts de propriété sur l'immeuble destiné à abriter les bureaux. Cette somme se décompose en un premier versement de 3 073 400 F et des traites acceptées pour le solde de 3 976 000 F ; 3° un cautionnement de garantie vis-à-vis du Grand Palais de 600 000 F, qui doit être remboursé dans un proche avenir ; 4° des éléments disponibles ou réalisables pour un montant de 8 278 120 F ; 5° une subvention due de 3 000 000 F, en remboursement d'une avance faite en juin 1958 au titre du Congrès International de Physique nucléaire.

Les certificats des titres déposés en banques et les pièces justificatives des espèces en caisse et en banque au 31 octobre 1959 nous ont bien été présentés.

Les éléments non comptabilisés, figurant pour mémoire au bilan, comprennent 431 actions de la Société *Journal de Physique*, les ouvrages en dépôt à la Librairie Gauthier-Villars, les créances restant à recouvrer sur quelques participants à l'Exposition annuelle, les cotisations arriérées dues et non encore payées.

Passif. — Au passif, figurent : 1° ce que possède en propre la Société française de Physique, à savoir le fonds de réserve de 1 074 454 F, en augmentation de 161 000 F, montant des versements de membres à vie, reçus au cours de l'exercice ; 2° sous le nom de provisions libres, d'une part, le solde de l'exercice 1958, soit 17 699 946 F et, d'autre part, le solde créditeur du compte des ressources et des charges de 2 051 950 F ; leur montant total est de 19 751 896 F représenté par des parts sur immeuble (7 050 000 F), des titres (6 485 686 F), le cautionnement (600 000 F), des espèces (2 616 210 F) et enfin la somme de 3 000 000 F à recevoir en remboursement de l'avance signalée plus haut ; 3° des traites acceptées pour un montant de 3 976 600 F, correspondant au solde du règlement des parts sur immeuble ; 4° des frais à payer, au titre de l'Exposition, s'élevant à 480 522 F ; 5° une somme de 1 204 788 F revenant à la Société *Journal de Physique*, provenant de la rétrocession des 6/10 du montant des cotisations encaissées au cours de l'exercice, en échange de la fourniture de 1 338 abonnements à la publication *Le Journal de Physique et le Radium.*

Compte des ressources et des charges. — L'examen de ce compte fait ressortir un montant total des ressources de 23 043 898 F ; les charges se sont élevées à 20 991 948 F, d'où un excédent des ressources de 2 051 950 F représentant le solde créditeur indiqué plus haut.

Comme chaque année, le poste le plus important de ce chapitre est celui relatif aux recettes de l'Exposition annuelle et de son catalogue, soit 20 673 781 F qui, déduction faite des frais engagés soit 16 022 847 F, laisse un bénéfice de 4 650 934 F au lieu de 5 285 374 F pour l'Exposition précédente.

Si nous considérons le budget propre au fonctionnement de la Société, nous avons, d'une part, une recette totale de 2 370 117 F et, d'autre part, des charges totales de 4 969 101 F faisant apparaître une insuffisance de ressources de 2 598 984 F au lieu de 1 655 081 F pour l'exercice précédent. Cette insuffisance a été comblée grâce au solde bénéficiaire de 4 650 934 F du budget de l'Exposition.

D'après la statistique établie au 31 octobre 1959, le nombre des membres est encore en augmentation sensible, passant de 1 282 à 1 313.

En conclusion, le bilan accuse une situation satisfaisante et nous vous demandons de bien vouloir approuver la situation financière telle qu'elle vient de vous être présentée.

Les Membres de la Commission :
Eugène Dupuy, *rapporteur* ;
Maurice Blondin,
Félicien Blottiau.

M. le Président remercie le Rapporteur. Le rapport de la Commission des Comptes est mis aux voix et adopté.

M. le Président demande l'approbation des Membres présents sur la résolution prise par le Conseil

d'Administration du 8 décembre 1959 d'autoriser le Trésorier à vendre tout ou partie des titres qui figurent à l'Actif du Bilan de la Société au 31 octobre 1959 sous la rubrique : Placement des disponibilités, pour un montant de 6 485 686 F.

Cette résolution est mise aux voix et adoptée.

M. Jacques Yvon, Président sortant, présente ensuite son rapport moral qui résume les activités de la Société pendant l'année écoulée :

Mes chers Collègues,

Il me faut d'abord évoquer nos deuils. A notre connaissance, 14 Membres de la Société, dont 5 Membres à vie, sont décédés depuis le 1er janvier 1959.

Ce sont : MM. Henri Faure, ancien Ingénieur en chef de la Marine, Membre depuis 1902, Membre à vie ; Pierre Jules Girard, Docteur ès Sciences, Institut de Biologie Physicochimique, Membre depuis 1912 ; Édouard Salles, Docteur ès Sciences, Membre depuis 1904 ; Paul M. M. Étienne de la Gorce, Directeur honoraire du Laboratoire Central des Industries Électriques, Membre depuis 1909, Membre à vie ; Eugène Eyt, Ingénieur civil des Mines, chef du Service de l'Aciérie aux Forges de Pamiers, Membre depuis 1938 ; Gaston Gaillard, Membre depuis 1906 ; Jean Jaffray, Professeur à la Faculté des Sciences de Clermond-Ferrand, Membre depuis 1929 ; Paul Dufour, Ingénieur des Arts et Manufactures, Membre depuis 1913, Membre à vie ; Arthur Delaygue, Inspecteur d'Académie, Membre depuis 1938 ; Louis Philippe Clerc, Rédacteur en chef de *Sciences et Industries photographiques*, Ingénieur Conseil, Directeur des Éditions de la *Revue d'Optique*, Membre depuis 1919, Membre à vie ; Louis Roy, Correspondant de l'Institut, Professeur honoraire à la Faculté des Sciences de Toulouse, Membre depuis 1913, Membre à vie ; Jean Cabannes, Président de la Société en 1944, Membre de l'Institut et du Bureau des Longitudes, Professeur à la Sorbonne, Doyen honoraire, Membre depuis 1912 ; Salomon Rosenblum, Directeur de Recherches au Laboratoire de l'Électro-aimant, Membre depuis 1931 ; Georges Destriau, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.

Nous offrons à leurs familles nos sentiments de condoléances et de sympathie.

Permettez-moi d'évoquer très brièvement les travaux de quelques-uns d'entre eux.

Louis Philippe Clerc était le directeur général de la *Revue d'Optique*. Rédacteur en chef de *Sciences et Industries photographiques*, il en était en fait le principal auteur. Travailleur acharné, resté actif jusqu'à 80 ans passés, il était l'encyclopédie même des sciences photographiques. Son autorité était internationale.

Paul de la Gorce a réalisé les étalons électriques français. Il était le représentant français pour les questions d'électricité auprès du Bureau International des Poids et Mesures.

Jean Cabannes était membre de l'Académie des Sciences, doyen honoraire de la Faculté des Sciences de Paris. Il fut président de la Société. Ses travaux sur la diffusion de la lumière, avec ou sans changement de longueur d'onde, sont universellement connus. La liste de ses élèves ou de ses collaborateurs et de leurs beaux travaux est sur toutes les lèvres. Le phénomène fondamental de la diffusion Rayleigh, les lois de l'effet Raman, l'anisotropie moléculaire ont été approfondies ou découvertes ; une foule d'idées, de faits, d'équipements instrumentaux ont été préconisés, justifiés, mis en valeur ou réalisés. Je voudrais rappeler un mot prononcé au cours d'une allocution en l'honneur de Jean Cabannes par notre collègue Rousset : celui de contagion, la contagion qui, à une certaine époque, est partie de Montpellier, a gagné les étudiants de cette Université, autochtones ou importés, les opticiens, les chimistes et autres physiciens.

Salomon Rosenblum, Directeur du Laboratoire de l'Aimant Permanent à Bellevue, a été l'inventeur de la spectrographie α. Utilisant primitivement le grand électro-aimant de Bellevue, il a mis d'abord en évidence la structure fine des rayons α du thorium C. Ces travaux, étendus et complétés par l'étude des relations qui existent entre les émissions α et les émissions γ furent la première preuve de l'application des règles quantiques au sein du noyau atomique. Ces idées, auxquelles nous sommes tellement habitués qu'elles ne nous coûtent plus aucun effort, ce sont ces découvreurs qui, par leur perspicacité, leur ténacité, leur adresse et parfois leurs souffrances, nous épargnent aujourd'hui les peines de la réflexion. La technique de Rosenblum était tellement en avance qu'il fut le premier à mesurer le spectre α du plutonium alors qu'il fut loin d'être le premier à disposer de cet élément.

Jean Jaffray était professeur à la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand. Ses travaux relevaient, je crois, je m'excuse d'une information insuffisante, de la physicochimie. Mais je voudrais rappeler qu'il avait été professeur de Lycée et je rapprocherai à ce sujet son nom de celui d'Arthur Delaygue, inspecteur d'Académie à Limoges. La physique qui s'enseigne dans les lycées, collèges, écoles techniques est moins ambitieuse — disons plutôt qu'elle a une ambition différente — que celle des savants, mais c'est la même physique. C'est une occasion d'évoquer ici les efforts de nos collègues qui vivifient leur enseignement par un intérêt scientifique constant, non seulement par des informations sur les nouveautés, mais plus profondément en rajeunissant les vieux sujets.

Deuil tout récent que celui de G. Destriau. Professeur à la Faculté des Sciences de Paris, il avait une formation d'ingénieur, étant ancien élève de l'École Centrale, où il fut directeur des études. Il a découvert l'électroluminescence, d'abord, en 1936, en soumettant du sulfure de zinc à l'action d'un champ alternatif. Ce gros phénomène, qui a suscité un vif intérêt dans tous les milieux, a été l'objet d'une exploration extensive de G. Destriau, qui y a consacré une activité débordante. De sa part ou d'autres physiciens plus de 500 mémoires ont paru sur ce sujet depuis sa découverte.

La Société adresse ses remerciements chaleureux à MM. les Commissaires aux Comptes qui nous présentent chaque année un bilan financier impeccable : ce sont MM. Blondin, Blottiau et Dupuy et à MM. les Trésoriers, fidèles soutiens de la Société : ce sont MM. Gustave Yvon et Chovin.

La Société a tenu cette année — il s'agit ici de la dernière année universitaire — de nombreuses séances. Les Parisiens se sont réunis sous l'égide de la physique générale et de la Section d'optique, la Section de physique corpusculaire s'étant accordé une détente après le Congrès International de Physique Nucléaire présidé

par F. Joliot en juillet 1958. Le succès de ces réunions est inégal quant au nombre des participants. Dans les séances à grand public il règne une ambiance réconfortante, mais dans les séances moins suivies, il règne une ambiance plus familière, les discussions y prennent un tour plus libre et elles sont réconfortantes aussi.

Les sections de province, je dois citer Marseille, Grenoble, Lyon, Bordeaux, Montpellier et Strasbourg, ont également tenu de nombreuses réunions.

A Marseille, notre collègue Rouard, doyen de la Faculté des Sciences, a organisé plusieurs journées d'optique auxquelles participèrent la Section de Paris, des physiciens de Bordeaux, Lille, Montpellier et sans doute d'autres Universités et aussi quelques participants étrangers. Très animées, complétées par une visite de l'Observatoire de Saint-Michel de Provence, sous la direction de M. Fehrenbach et par une visite de Marcoule, ces journées ont comblé les voyageurs sous l'angle de la science et aussi du tourisme. Ces réunions interprovinciales constituent une formule parfaite, mais elles donnent bien du mal aux dévoués organisateurs.

L'exposition a eu le succès habituel, ou plus exactement comme chaque année, a eu un succès encore supérieur à celui de l'année précédente. A cette occasion, nous remercions M. Léveillé, directeur du Palais de la Découverte, qui a rendu d'inestimables services à la Société par sa compréhension et en mettant à notre disposition sa salle de projections pour les conférences de l'exposition. Nous renouvelons nos remerciements à nos conférenciers dont l'un fut le Pr Hanbury Brown, prix Holweck 1959.

Nos remerciements s'adressent également à M. Bataillon, Administrateur du Collège de France, qui a mis généreusement des salles ou des amphithéâtres du Collège de France à la disposition de la Société pour ses conférences.

A signaler, deux dons : l'un de la Société Kodak, l'autre de M. Mérand, directeur des Champagnes de Castellane, Membre de la Société. Nous leur présentons nos remerciements chaleureux.

La Société a pris cette année deux dispositions nouvelles : d'une part, sur l'instigation et en accord avec notre collègue André Guinier et Mme Guinier, elle a créé un nouveau prix à la mémoire de Daniel Guinier, mort accidentellement alors qu'il avait commencé une thèse à Pasadena. Ce prix est destiné à récompenser un diplôme d'études supérieures ou une thèse de troisième cycle.

La Société a décidé de transporter prochainement ses bureaux — son bureau — d'installer ses archives et une petite salle de réunion rue Croulebarbe.

Ce rapport est un rapport moral. Il est clair que l'activité de la Société est un peu contrariée par le peu de temps que la plupart des physiciens consentent à lui accorder au milieu de leurs toujours plus écrasantes tâches journalières. Mais personnellement, je suis optimiste, parce que j'ai entendu au cours des séances de cette année énormément de choses très intéressantes. Je ne peux que dire bravo aux physiciens qui ont bien voulu nous faire part de leurs travaux.

Vous avez élu l'année dernière le président de la Société pour 1960 : c'est M. Maurice Curie. M. Maurice Curie est le protagoniste en France des travaux sur la luminescence et G. Destriau, dont nous déplorons la disparition tout à l'heure, fut l'un de ses élèves. Son équité et sa bienveillance, qu'il a longtemps exercées rue Cuvier, en feront un président écouté et respecté. Je pense que je puis lui dire en votre nom que nous sommes tous très heureux de lui voir prendre la présidence de la Société.

M. Maurice Curie, Président entrant, en succédant à M. J. Yvon, prononce l'allocution suivante :

Mes chers Collègues,

Je me ferai tout d'abord l'interprète de notre reconnaissance envers M. Jacques Yvon pour son année de Présidence à notre Société. Nous avons tous vivement apprécié sa compétence et son efficacité, attestées par le bref aperçu qu'il vient de donner de la vie de la Société pendant l'année écoulée, ainsi que le charme de l'assurance calme et souriante avec laquelle il en a dirigé le fonctionnement.

Vous avez bien voulu me témoigner estime et confiance en me désignant comme Président pour 1960. J'en suis un peu confus à la pensée des physiciens qui m'ont précédé dans cet honneur et, dans ma vie déjà longue, j'en ai approché un grand nombre dont hélas beaucoup ont déjà disparu.

La Société va avoir un Palais. Nous aurons, M. Mathieu et moi-même, un Maire du Palais des mieux choisi dans la personne de notre collègue Aigrain, qui bénéficie lui-même de la collaboration si active de M. Poulard. Il me faudra donc surtout éviter la tentation de jouer les monarques indolents. Mais, je serai soutenu par mon vif désir de vous être utile.

La Société de Physique a l'honneur enviable de contribuer à la renommée de la Physique française sur terre et aussi peut-être un jour celui de soutenir la renommée de la petite Terre dans le Cosmos. Cela doit nous priver d'un excès d'orgueil mais aussi nous inciter à l'effort.

Le Futur est conditionné par le Présent et notre travail actuel s'avère difficile étant données nos possibilités relativement réduites par rapport aux « Grands ».

Pour les physiciens français, c'est aussi l'union qui fait la force, notre force qui est nécessaire et bienfaisante pour tous. D'où la nécessité de grouper un nombre de plus en plus grand d'adhérents et je renouvelle ici cet appel aux Jeunes, qui a été déjà fait à plusieurs reprises par mes prédécesseurs et particulièrement par MM. Lucas et Jacquinot.

Le nombre actuel des Membres est d'environ 1 350. La tendance est à l'augmentation, mais elle est insuffisante.

En Suisse, par exemple, la Société compte 600 membres. En Yougoslavie, pour la seule République de Serbie, plus de 1 500 membres, groupant il est vrai, mathématiciens et physiciens.

Il existe, pour le plus grand bien de la physique française, d'autres Sociétés et publications, mais nettement spécialisées. Ce n'est donc pas une raison suffisante pour que leurs membres n'adhèrent pas à notre Société, d'autant plus que, pour une économie journalière d'une « Gauloise », nous leur offrons des avantages substantiels.

Nous ne tendons pas vers eux des mains vides. Je crois bon de rappeler ici brièvement quelques-unes des réalisations à l'actif de la Société.

C'est d'abord notre *Journal de Physique*, de Phy-

sique *générale*. Ce périodique, d'une belle tenue, est celui qui a la plus grande audience à l'étranger et les abstracts en anglais, placés maintenant en tête des articles y contribuent efficacement. La parution des comptes rendus de Colloques, ses lettres à la Rédaction, son complément le *Journal de Physique appliquée* sont d'une grande utilité pour de nombreux chercheurs.

Le succès toujours croissant de notre Exposition annuelle, la plus belle « in the world », son Catalogue si utile à consulter pour les achats de matériel de laboratoire. Et qui n'a l'occasion de se servir de l'Annuaire des membres de la Société dont une nouvelle édition va paraître ?

La vitalité de la Société s'affirme aussi dans nos séances consacrées à des sujets définis, dans l'important travail accompli par les Sections parisiennes spécialisées et par les Sections de province.

Notre nouveau local est assez vaste pour accroître les possibilités du Secrétariat et aussi pour que nous puissions y organiser des réunions à caractère amical. Le Conseil de la Société a, bien entendu, d'autres projets et il est prêt à examiner avec attention toute suggestion pouvant étendre notre action et la rendre plus utile encore.

C'est donc l'intérêt et aussi le devoir des physiciens français et de tous ceux qui s'intéressent chez nous au développement de la physique de se grouper au sein de notre Société. Chacun des membres actuels se doit de susciter autour de lui de nouvelles adhésions. Je pense que nous pouvons même prendre un peu le genre sergent-recruteur, étant donnée l'honorabilité de la cause.

« Unis (comme l'écrivait vers 1930 Jean Perrin, dans une phrase dont l'envolée pouvait encore alors apparaître assez audacieuse) nous poursuivrons vers un Avenir peut-être égal au plus grand de nos Rêves, une marche que rien ne paraît devoir arrêter. »

II. — Séance ordinaire.

La Communication suivante est présentée :

Les recherches françaises dans le domaine de l'espace ;

par M. J. Blamont,
Attaché de Recherches
au Centre National de la Recherche Scientifique.

Après avoir remercié le conférencier, M. le Président proclame les résultats du vote pour le renouvellement partiel du Bureau et du Conseil :

Élections pour le renouvellement partiel du Bureau.

Nombre de votants, 57 ; majorité, 29.

Ont obtenu :

Vice-Président	M. J.-P. Mathieu	56 voix, élu
Trésorier	M. G. Yvon	56 voix, élu
Vice-Secrétaire	M. J. Badoz	56 voix, élu

Élections pour le renouvellement partiel du Conseil.

Nombre de votants, 160 (57 présents, 103 par correspondance) ; majorité, 81.

Ont obtenu :

Résidents..	MM. M. Eurin	159 voix, élu
	A. Herpin	157 voix, élu
	J. L. Pecker	159 voix, élu
	B. P. Grégory	157 voix, élu
	A. Messiah	1 voix
	R. Castaing	1 voix
Non Résidents	MM. J. Barriol (Nancy)	159 voix, élu
	J. Y. Brochard (Lille)	159 voix, élu
	M. H. L. Pryce (G.-B.)	159 voix, élu
	P. G. Bordoni (Italie)	159 voix, élu

SECTION SUD-OUEST

(*Bordeaux*)

SÉANCE DU 4 FÉVRIER 1960

(*) **1. — Amplificateur à grand gain et à bande très étroite pour photomultiplicateur ;**

par M. J. Pardies,
Laboratoire de Physique expérimentale,
Faculté des Sciences de Bordeaux.

But de l'appareil et données numériques. — Nous avons recherché, pour l'emploi d'un photomultiplicateur à la température ambiante, un montage stable, simple, utilisant du matériel courant mais permettant de profiter de la totalité de la sensibilité du tube compte tenu de son bruit de fond propre et des possibilités des tubes électroniques employés. Ces quelques lignes visent avant tout la description d'un amplificateur sélectif à très basse fréquence.

La notice du fabricant indique pour un photomultiplicateur 931 A un courant d'obscurité de 6.10^{-8} A environ. Le bruit, toujours donné par le fabricant, est de 10^{-10} A à 25° C, pour une bande de 1 Hz.

Pour pouvoir disposer de la sensibilité maximum, il faut donc éliminer le courant d'obscurité lui-même qui est relativement très élevé. Nous employons une modulation de la lumière. Nous envisageons alors un amplificateur accordé sur la fréquence de modulation et dont le bruit de fond propre sera inférieur à 10^{-10} A dans la résistance d'entrée.

Procédé de modulation. — On emploie couramment le disque à trous, les procédés électriques de modulation présentant l'inconvénient de rayonner la fréquence de modulation.

Dans notre cas particulier, la source lumineuse est une lampe à vapeur de mercure alimentée sur le secteur alternatif. Nous avons donc pensé que la modulation presque totale de la lampe, à 100 Hz, ainsi obtenue pouvait être mise à profit.

Conception de l'amplificateur. — 1. *Charge du photomultiplicateur.* — Si l'on veut employer un tube classique à l'entrée, on ne peut dépasser 10 à 20 MΩ. Or la tension moyenne de bruit d'une résistance de

10 MΩ est de 0,4 μV à 300° K pour une bande de 1 Hz. Avec 10 MΩ, le photomultiplicateur fournit une tension de bruit de $10^{-10}.10^{7} = 10^{-3}$ V, beaucoup plus élevée que celle de la résistance. Le bruit est donc uniquement celui du photomultiplicateur.

D'autre part, il est évident que, dans ces conditions, le bruit du premier tube de l'amplificateur sera négligeable, car aucun tube courant n'a de résistance équivalente de bruit supérieure à 100 kΩ.

2. *Circuits sélectifs à* 100 Hz. — La seule solution, à cette fréquence, est l'emploi de ponts en double té, montés en circuits de réaction négative. Ces ponts, pour avoir des propriétés intéressantes, doivent être attaqués par des sources de faible résistance interne et débiter sur des circuits de très forte impédance. Pour attaquer les ponts, on utilisera donc des triodes, voire des montages à sortie sur la cathode. De même, les ponts attaqueront des montages à haute impédance d'entrée, par exemple encore des tubes à charge cathodique.

Un autre point mérite d'être commenté. Habituellement, l'on cherche à obtenir, avec un pont seulement, la sélectivité la plus importante, en réalisant un amplificateur à très grand gain et bande relativement large, puis en le bouclant par une réaction négative dosée par le pont en double té. Cette façon de procéder présente l'inconvénient d'une mise au point précise exigeant du matériel de haute qualité, si l'on ne veut pas obtenir un générateur de basses fréquences aux lieux et place de l'amplificateur sélectif. L'expérience de certains amplificateurs sélectifs du commerce est là pour confirmer cette opinion.

Il nous a donc paru plus sûr, conformément au but poursuivi, à savoir l'emploi de matériel courant et la réalisation d'un appareil très stable malgré tout, destiné à être utilisé par des chercheurs non électroniciens, de rechercher surtout la sécurité du fonctionnement, sans altérer bien entendu les performances exigibles.

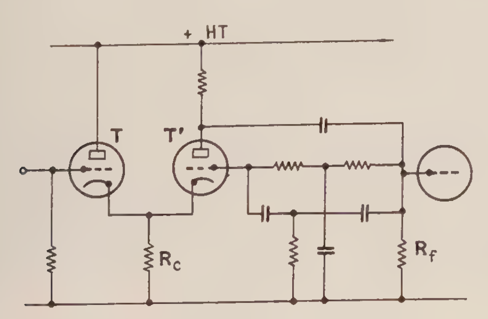


Fig. 1. — R_c, résistance de couplage ; R_f, résistance de fuite de grille très forte.

Nous avons donc préféré réaliser plusieurs étages d'amplification dont chacun est bouclé par un filtre en double té. Nous sommes ainsi arrivé au schéma de la figure 1, représentant un étage sélectif. On y trouve une triode T amplificatrice à charge cathodique permettant d'attaquer la triode T′ par la cathode. Cette triode T′ est effectivement la triode amplificatrice, chargée par 100 kΩ dans l'anode. Cette anode attaque l'amplificateur suivant et le filtre en double té de haute impédance. Celui-ci « débite », avec la phase voulue, sur la grille à très haute impédance de la triode T′. Avec ce type de montage, on peut disposer plusieurs étages en cascade sans réaction gênante entre eux. La mise au point en est ainsi énormément facilitée.

3. *Circuit d'entrée de l'amplificateur.* — Il est nécessaire que les bruits parasites (ronflements en particulier) soient de quelques microvolts seulement (ordre de grandeur du bruit de la résistance de 10 MΩ). Nous avons donc choisi le meilleur tube construit pour cela, le tube EF 86, particulièrement étudié pour un faible ronflement induit par le filament sur la grille. Ceci nous a permis de chauffer tous les tubes en courant alternatif sans complications, sinon sans précautions, de câblage en particulier. A la sortie de ce tube, nous disposons de centaines de microvolts, ce qui nous permet d'attaquer commodément les étages sélectifs.

4. *Sortie de l'amplificateur et gain exigé.* — L'électronique permettant à vil prix de remplacer un galvanomètre sensible par un appareil à aiguille robuste quoique précis, nous avons décrété que la sortie de l'amplificateur devait délivrer plusieurs volts sur une impédance relativement faible. Ainsi, on sortira si possible sur un tube à réaction négative de tension. D'autre part l'amplification globale doit être de l'ordre de 10^6 pour passer des microvolts aux volts.

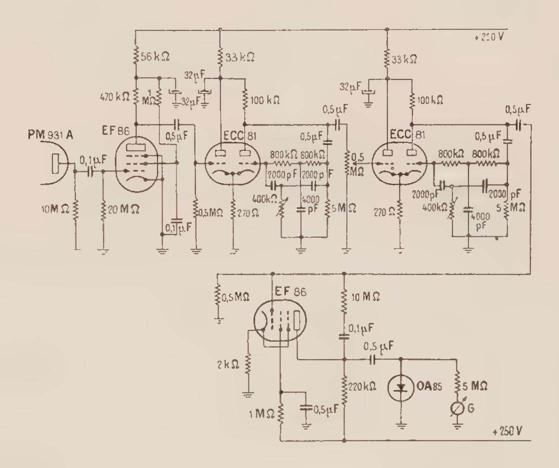


Fig. 2. — Schéma de l'amplificateur sélectif accordé sur 100 Hz : G, galvanomètre.

Schéma complet de l'amplificateur. — La synthèse de l'étude ci-dessus se trouve sur la figure 2, ou

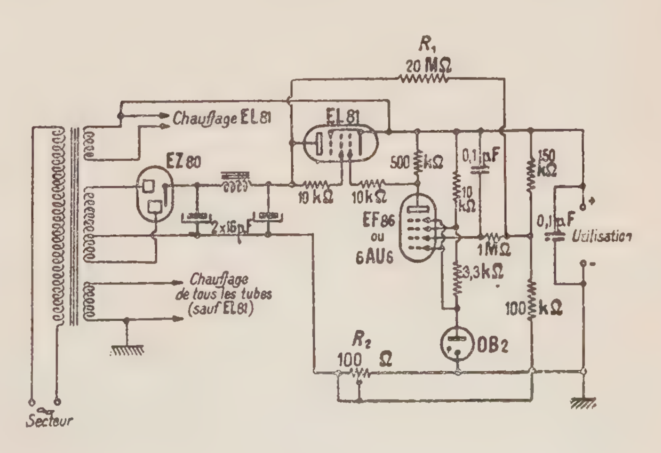


Fig. 3.

l'on voit le schéma complet de l'amplificateur. L'alimentation de l'ensemble est celle qui a été décrite par nous dans le *Journal de Physique*, 1957, **18**, 62 S ; son ronflement propre est inférieur à 1 mV, ce qui est ici indispensable. Nous redonnons ce schéma (*fig.* 3).

PERFORMANCES. — Amplification globale, quelques 10^6 ; bande passante obtenue par des tés réalisés avec des résistances et condensateurs courants, simplement triés avant soudure, inférieure à 10 Hz ; bruit équivalent à l'entrée, comprenant celui de la résistance de charge du photomultiplicateur, 3 μV ; tension de sortie, supérieure à 10 V.

Remarque. — On peut évidemment réduire la bande passante en utilisant des résistances et condensateurs de précision. Mais la fréquence du secteur risque de varier d'au moins 0,5 Hz, c'est-à-dire 1 Hz sur 100. Il faut en tenir compte. Il semble qu'une bande de 3 à 4 Hz soit un minimum. Or, on gagne ainsi un simple facteur 2 sur la sensibilité utilisable. Ceci ne nous a pas paru justifier suffisamment l'emploi de pièces détachées de précision. Il nous a semblé plus « rentable » de commencer par abaisser la température du photomultiplicateur.

(*) 2. — Interféromètre ultrahertzien à faisceaux séparés ;

par MM. P. LOUDETTE et F. PICHERIT,
Laboratoire d'Optique ultrahertzienne
de la Faculté des Sciences de Bordeaux.

De nombreux auteurs ont déjà décrit des interféromètres ultrahertziens dans lesquels on retrouve les principes et les éléments essentiels des interféromètres optiques [1].

L'appareil que nous avons réalisé au laboratoire de M. le Pr Servant est une transposition de l'interféromètre de Lord Rayleigh prévu pour l'étude de l'indice de réfraction des gaz. Deux faisceaux séparés, initialement en concordance de phase, traversent deux régions où les vitesses de propagation sont différentes. On détermine ensuite, par une observation interférentielle, la différence de phase créée entre les faisceaux. Dans l'interféromètre ultrahertzien, nous avons pensé que l'un des faisceaux pouvait traverser la substance étu-

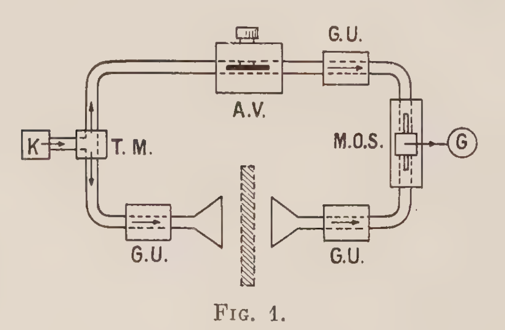


FIG. 1.

diée, à l'air libre alors que le reste du dispositif utilise la propagation guidée. Cette simplification importante n'a d'ailleurs été possible, en raison des difficultés d'adaptation des éléments les uns aux autres, que par l'emploi généralisé de guides unidirectionnels.

La source monochromatique K est constituée pa un klystron du type 2 K 25 fonctionnant dans la band des 9 000 MHz et excitant un premier tronçon d guide rectangulaire (*fig.* 1). Un « té magique » T. M divise le faisceau initial en deux faisceaux d'égale puissances. Dans l'une des branches de l'interféro mètre la propagation s'effectue en partie à l'air libr et l'adaptation guide-espace libre est réalisée à l'aid de deux cornets. Dans l'autre branche, un atténuateu variable A. V. permet de réduire à volonté l'amplitud du faisceau correspondant et de compenser, par consé quent, l'affaiblissement subi par le premier faisceau si l'on désire observer finalement l'interférence de deu ondes d'amplitudes égales. L'emploi de cet atténuateu variable réclame cependant ici quelques précaution en raison du déphasage propre qu'il peut introduir dans le second faisceau.

L'analyseur interférentiel est un mesureur d'onde stationnaires M. O. S. dans lequel les directions de pro pagation des deux faisceaux sont opposées. L'ampli tude résultante est mesurée par une sonde mobile asso ciée à un détecteur et à un galvanomètre G. Tout chan gement de phase dans l'un des faisceaux se tradui par un déplacement du système d'ondes stationnaires Pour que le champ d'interférences soit limité au me sureur d'ondes stationnaires, deux guides unidirection nels G. U. se trouvent aux extrémités des branches d l'interféromètre. Ce sont des éléments à ferrite magné tisé assurant dans le sens inverse une atténuation supé rieure à 30 dB et dans le sens direct une atténuatio inférieure à 1,5 dB. Un troisième élément unidirec tionnel est placé en avant du système de cornets pou éliminer toute onde réfléchie dans la partie antérieur de la première branche (*fig.* 2).

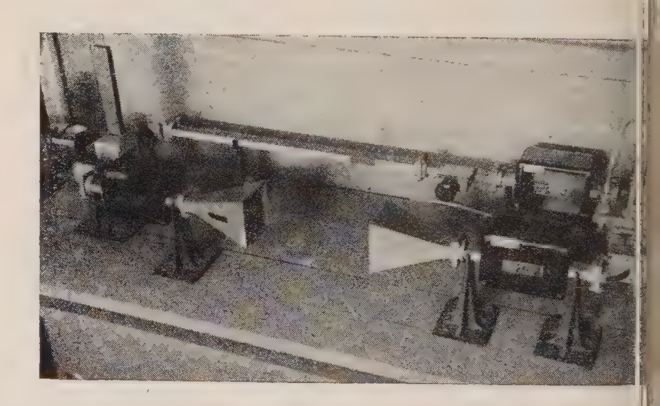


FIG. 2.

Une première étude faite avec cet appareil a permi de mesurer le déphasage introduit par un atténuateu variable, en fonction de l'atténuation (*fig.* 3).

La mesure des constantes diélectriques des solide se fait en introduisant entre les cornets une lam de diélectrique et en observant le déplacement de « franges » qui défilent au niveau de la sonde. L'excé dent fractionnaire se détermine en déplaçant la sond pour retrouver le niveau de référence (par exempl un minimum). La largeur de « l'interfrange » dans l mesureur d'ondes stationnaires étant voisine de 2,4 cm et les positions de la sonde pouvant être repérées à 0,1 mm près, l'incertitude de lecture correspond à

.10—³ frange (pour la détermination de l'excédent ractionnaire). L'incertitude réelle est évidemment eaucoup plus grande.

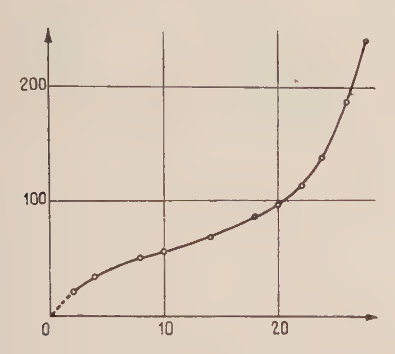


FIG. 3. — En abscisse, atténuation en décibels ; en ordonnées, déphasage en degrés.

Il faut remarquer, d'autre part, que la mesure du éplacement des franges se fait dans un guide où la ongueur d'onde λ_g n'est pas égale à la longueur d'onde n espace libre λ_0. Si le déplacement mesuré est d, n doit écrire (en appelant e l'épaisseur de la lame dié- ectrique et n son « indice de réfraction »)

$$e(n - 1) = 2d\ \lambda_0/\lambda_g.$$

Si le diélectrique est absorbant, on peut retrouver es minimums nuls en agissant sur l'atténuateur, mais faut alors tenir compte du déphasage qui accompagne atténuation.

Pour préciser l'ordre de grandeur des dimensions que oit avoir la lame de diélectrique placée entre les cor- ets, nous avons introduit dans le faisceau des lames arrées d'épaisseur invariable taillées dans un diélec- rique isotrope. Le centre du carré est placé sur l'axe ui joint les centres des faces de sortie des cornets. Au ır et à mesure que le côté a de la lame augmente, n observe une augmentation de l'indice apparent qui end vers une limite correspondant à une lame dont le ôté serait infiniment grand (*fig.* 4). On constate que

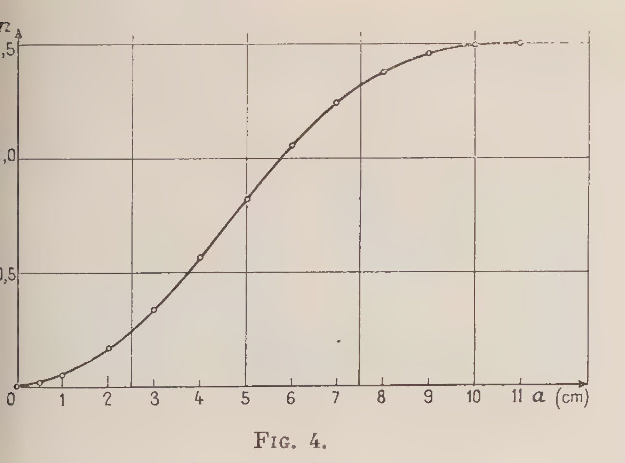


FIG. 4.

valeur limite est atteinte pour des lames carrées de) cm de côté, alors que les surfaces terminales des cor- ets sont des carrés de 8 cm de côté.

Si l'on étudie comment varie l'indice apparent ramené à l'unité de surface en fonction de la longueur du côté de la lame carrée, on constate que cette courbe décroît d'abord très rapidement puis de plus en plus lentement, ce qui montre bien que, dans l'air entre les cornets, l'énergie reste localisée au voisinage de l'axe comme dans les guides d'ondes (*fig.* 5).

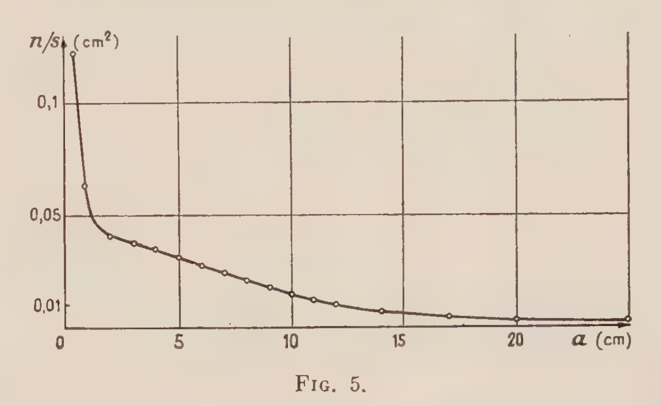


FIG. 5.

Nous pensons poursuivre l'étude de cet appareil en augmentant la rapidité et la précision des mesures d'indice, en mesurant éventuellement les coefficients d'absorption et enfin en le transformant en biréfractomètre pour substances anisotropes.

[1] ANDREWS (C. L.), *Amer. J. Physics*, 1946, **14**, 379; KAHAN (T.), *J. Physique Rad.*, 1947, **8**, 192 ; LENGYEL (B. A.), *Proc. I. R. E.*, 1949, **37**, 1242 ; CULSHAW (W.), *Proc. Phys. Soc.* [B], 1950, **63**, 939 ; MARTIN (J. R.) et SCHUNEMANN (C. F.), *Electronics*, 1953, **26**, 184; CULSHAW (W.), *Proc. Phys. Soc.* [B], 1953, **66**, 597 ; CHATTERJEE (S. K.), SHENOY (P. R.) et BAI (C. R.), *J. Indian Inst. Sc.* [B], 1954, **36**, 107. FROOME (K. D.), *Proc. Roy. Soc.* [A], 1954, **223**, 195 ; CAICOYA (J. I.), *Revista Telecom.*, mars 1956.

(*) 3. — Expériences à 3 000 MHz sur les aériens hélicoïdaux. Réalisation et analyse d'un dichroïsme circulaire ;

par M. A. CHARRU,

Laboratoire d'Optique ultrahertzienne, Faculté des Sciences de Bordeaux.

L'auteur présente des expériences de démonstration qu'il a réalisées au Laboratoire d'Optique ultrahertzienne de Bordeaux. Le but de ces expériences est d'une part de mettre en évidence l'intérêt des aériens hélicoïdaux — dont la théorie a été donnée en particulier par Kraus [1] — et d'autre part d'illustrer la théorie classique de Fresnel sur la constitution des vibrations rectilignes, circulaires et elliptiques [2].

Ces expériences reprennent et complètent celles qui ont déjà été réalisées au Laboratoire par J. Breton [3]. Ce dernier opérait dans la bande des 1 000 MHz (30 cm) ce qui l'obligeait à expérimenter en espace libre, soit en plein air. L'auteur utilisant au contraire des ondes plus courtes (10 cm) donc des aériens hélicoïdaux plus courts, a pu rester en laboratoire.

L'auteur montre, en particulier, que l'on peut obtenir des ondes centimétriques polarisées elliptiquement en utilisant deux hélices émettrices de pas opposés dont

l'une est atténuée de manière à réaliser un dichroïsme circulaire.

La structure de l'onde rayonnée par une antenne hélicoïdale et la forme du diagramme de rayonnement dépendent des caractéristiques géométriques de l'hélice. Les hélices utilisées ici fonctionnent dans le mode « axial » obtenu lorsque la longueur d'une spire est voisine de λ, l'angle de pas de l'ordre de 16° et le nombre de spires assez grand [1]. Le champ rayonné est maximum dans la direction de l'axe et, de plus, *l'onde est polarisée circulairement.* C'est cette propriété particulièrement intéressante qui justifie ici l'emploi des antennes hélicoïdales.

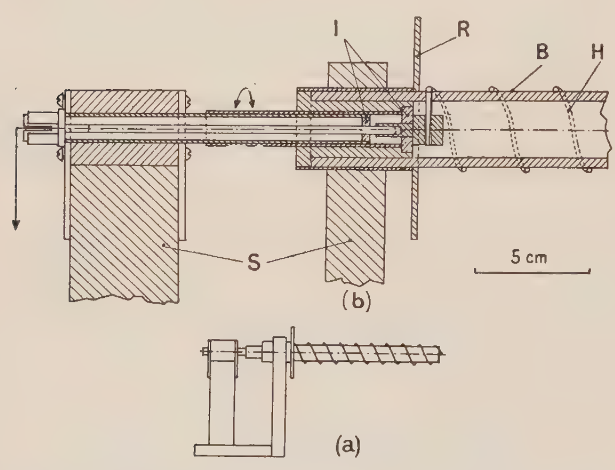


Fig. 1. — Antenne hélicoïdale : a) vue d'ensemble ; b) jonction tournante : S, supports ; I, isolants ; R, réflecteur ; B, bakélite ; H, hélice.

La source est un émetteur Magondeaux constitué par un klystron CV67 alimenté directement en alternatif brut, La haute fréquence est acheminée à l'aide d'un câble de 50 Ω vers un double « stub » d'accord réuni aux antennes hélicoïdales. Chaque antenne est constituée par 8 tours de fil de 1 mm enroulé sur un tube de bakélite de 30 mm de diamètre. Grâce à un joint coaxial tournant (*fig.* 1) on peut faire tourner l'hélice autour de son axe.



Fig. 2.

Controle des aériens hélicoidaux. — Afin de contrôler l'état de polarisation de la vibration émise par une antenne hélicoïdale on utilise comme récepteur un doublet pouvant tourner autour de son axe et placé au foyer d'un paraboloïde de révolution (*fig.* 2). Après détection le courant est envoyé vers un galvanomètre. L'indication du galvanomètre en fonction de l'orientation du doublet est représentée en coordonnées polaires (*fig.* 3).

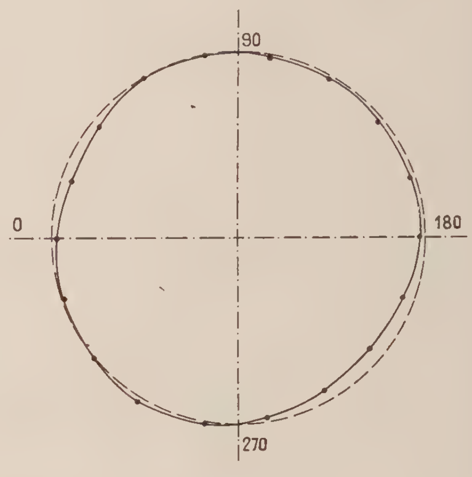


Fig. 3.

L'antenne d'émission étant une hélice droite, on dispose à la réception (à la place du paraboloïde) successivement une hélice droite puis une hélice gauche : l'indication du galvanomètre passe de 80 à 1 ce qui montre bien qu'une hélice ne peut recevoir que la vibration circulaire qu'elle est capable d'émettre [3].

Réalisation d'une vibration rectiligne par composition de deux vibrations circulaires. — Le système rayonnant est constitué par une hélice droite et une hélice gauche placées côte à côte et alimentées en parallèle à l'aide d'une fiche en T disposée

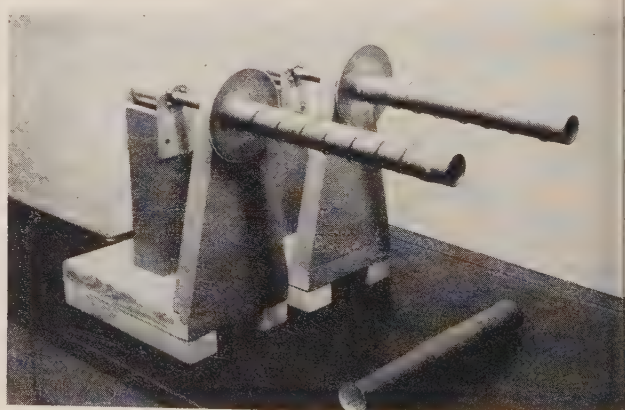


Fig. 4.

à la sortie du double stub d'accord (*fig.* 4). Les deux hélices sont ainsi alimentées en phase. La réception est assurée par le doublet tournant.

En laissant les deux hélices fixes et en tournant le doublet on constate bien que la vibration résultant de la composition des deux circulaires inverses est rectiligne.

Variation de phase par rotation des hélices. — La phase de la vibration circulaire émise par une hélice dépend de la position de l'extrémité libre du fil qui la constitue. Lorsqu'on fait tourner une hélice de 180° l'indication du galvanomètre passe de la valeur maximum à zéro, le rectiligne a donc tourné de 90°. De façon générale lorsque la rotation d'une hélice est φ la rotation du rectiligne est $\alpha = \varphi/2$. Enfin si l'on fait tourner les deux hélices d'angles opposés la direction du rectiligne ne change pas.

Variation de phase par translation d'une hélice. — On peut aussi modifier la différence de phase entre les deux circulaires en déplaçant, suivant son axe, une hélice par rapport à l'autre. En effet, les deux hélices étant initialement au même niveau, si on recule une hélice parallèlement à son axe de la longueur δ, la vibration émise par cette hélice arrivera au niveau initial au bout d'un temps $\tau = \delta/c$ et la différence de phase introduite entre les deux circulaires est

$$\varphi = 2\pi\tau/T = 2\pi\delta/\lambda.$$

De là résulte une rotation du rectiligne résultant de $\alpha = \varphi/2 = \pi\delta/\lambda$. On vérifie facilement ce résultat pour différentes valeurs de δ et notamment pour $\delta = \lambda/2$, $\alpha = \pi/2$ (on passe du maximum à zéro).

Réalisation d'une vibration elliptique par composition de deux vibrations circulaires d'amplitudes inégales. Analyse du dichroisme. — On peut enfin modifier l'amplitude relative des deux circulaires pour obtenir une vibration elliptique. Il suffit de coiffer une des deux hélices d'un tube de carton recouvert de Dag qui absorbe une partie de l'énergie du circulaire correspondant. Cependant, à l'affaiblissement du circulaire s'ajoute un déphasage dû à la perturbation que le tube apporte au rayonnement (que l'on va d'ailleurs évaluer dans l'analyse de cette vibration). Il y a donc une rotation accompagnée d'un dichroïsme.

L'analyse de la vibration va permettre de déterminer, à partir des données expérimentales (indications du galvanomètre), le rapport des amplitudes des axes de l'ellipse. Il importe, pour obtenir, à partir des indications du galvanomètre, des quantités proportionnelles aux amplitudes des vibrations, de connaître une courbe d'étalonnage du détecteur. Cette courbe a été obtenue en émettant une vibration rectiligne, en disposant à la réception un doublet tournant faisant l'angle θ avec la direction du rectiligne et en représentant les indications du galvanomètre en fonction de $\cos\theta$ (courbe valable évidemment dans des conditions expérimentales bien définies et pour une sensibilité donnée).

Analyse de la vibration elliptique à l'aide du doublet tournant. — Il suffit de faire tourner le doublet et de noter le maximum et le minimum, soit ici 85 et 24 ; cela correspond à des amplitudes proportionnelles à 9,1 et 4,0, d'où l'ellipticité $\operatorname{tg}\psi = 0{,}44$. Cependant on s'aperçoit que la direction du grand axe fait un angle avec celle du rectiligne que l'on avait avant de coiffer une hélice. On peut ramener le grand axe sur cette direction initiale en avançant l'hélice responsable du dichroïsme de $\delta = 1{,}1$ cm. Comme $\lambda = 9{,}4$ cm, le retard de phase est $\varphi = 42°$.

Analyse de la vibration elliptique à l'aide de deux antennes hélicoïdales. — On place deux hélices inverses, identiques aux hélices d'émission, à la réception. On note successivement les courants $i_g = 18$ et $i_d = 85$ donnés par chaque hélice, auxquels on fait correspondre les amplitudes $a = 91$ et $b = 34$. L'ellipticité a pour valeur

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{a - b}{a + b} = \frac{57}{125} = 0{,}45.$$

Cette analyse permet d'ailleurs d'avoir le signe de la vibration elliptique qui est celui du circulaire de plus grande intensité.

Enfin on peut associer les deux hélices réceptrices en parallèle — la détection se faisant évidemment après le « mélange » des courants de haute fréquence — et déterminer directement l'ellipticité en notant le maximum et le minimum ; ici cela donne 80 et 22, soit 87 et 38, d'où l'ellipticité $\operatorname{tg}\psi = 0{,}44$.

[1] Kraus (J. D.), Antennas, éd MacGraw Hill, New York, 1950, 479.
[2] Bruhat (G.), Optique, éd. Masson, Paris, 1954, ch. 2.
[3] Breton (J.), *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 56 S et 1954, **15**, 11 S.

SÉANCE DU 24 MARS 1960

1. — Propagation par ondes sphériques ; phénomènes transitoires ;

par M. J. Mercier.

2. — Anisotropie diélectrique des cartons à 3 000 MHz ;

par MM. R. Servant et J. W. Weevers,
Laboratoire d'Optique ultrahertzienne,
Faculté des Sciences de Bordeaux.

Une série d'études [1], effectuées au laboratoire d'optique ultrahertzienne de Bordeaux, avaient montré, aussi bien à 3 000 MHz qu'à 10 000 MHz, la grande anisotropie diélectrique des blocs de papier, ainsi que leur dichroïsme.

Cette anisotropie avait été attribuée, d'une part aux fibres de cellulose, couchées dans le plan des feuilles et dont l'anisotropie optique est bien connue [2] et d'autre part à l'eau liée, fixée sur ces fibres.

Nous négligions l'anisotropie structurale, due au feuilletage des blocs et à leur clivage par des lames d'air, ainsi qu'on est en droit de le faire, en première approximation, d'après les formules [3] chiffrant ces effets.

Cependant, il nous a paru intéressant, pour nous affranchir complètement des corrections dues à ces clivages, d'étudier des blocs constitués par des cartons épais, ne laissant subsister entre eux que quelques lames d'air très minces, d'influence tout à fait négligeable. Ces blocs, de forme parallélépipédique et de longueur variable, remplissent toute la section des guides rectangulaires du banc de mesure pour la bande des 10 cm que nous utilisons. Trois dispositions des feuilles de carton sont possibles (*fig.* 1) par rapport au

champ électrique E du mode TE_{01} se propageant dans le guide.

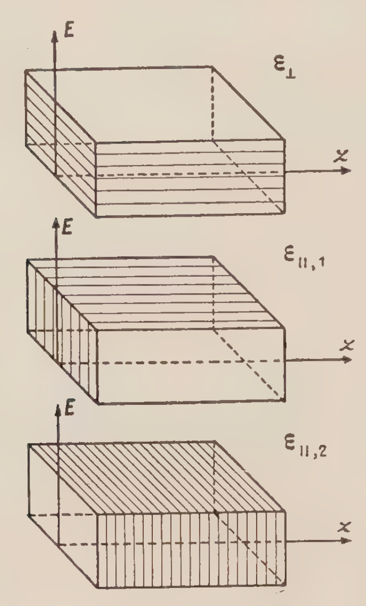


Fig. 1.

Nous mesurons chaque fois, la constante diélectrique complexe $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$ correspondant à ces diverses orientations.

Les méthodes de mesure employées sont :

1° la méthode dite « de l'échantillon fendu », déjà utilisée dans nos précédentes mesures [1] ;

2° la méthode dite « de l'échantillon court-circuité », avec emploi du graphique en th Z/Z de Le Bot et Le Montagner [4].

Nous avons trouvé, pour un carton à base de bois résineux, en feuilles de 3 mm d'épaisseur et de « force » 2 000 g/m² :

1° *méthode de l'échantillon fendu*,
blocs de 20 × 6,6 × 2,9 cm, masse = 208 g,

$$\begin{cases}\varepsilon'_\perp = 1{,}93\\ \varepsilon''_\perp = 0{,}12\end{cases}\quad\begin{cases}(\varepsilon'_\|)_1 = 2{,}43\\ (\varepsilon''_\|)_1 = 0{,}37\end{cases}\quad\begin{cases}(\varepsilon'_\|)_2 = 2{,}43\\ (\varepsilon''_\|)_2 = 0{,}37\end{cases}$$

après dessiccation à l'étuve, $m = 191$ g,

$$\begin{cases}\varepsilon'_\perp = 1{,}65\\ \varepsilon''_\perp = 0{,}09\end{cases}\quad\begin{cases}(\varepsilon'_\|)_1 = 1{,}93\\ (\varepsilon''_\|)_1 = 0{,}16\end{cases}\quad\begin{cases}(\varepsilon'_\|)_2 = 2{,}01\\ (\varepsilon''_\|)_2 = 0{,}19\end{cases}$$

2° *méthode du guide court-circuité*,

$$\begin{cases}\varepsilon'_\perp = 1{,}89\\ \varepsilon''_\perp = 0{,}19\end{cases}\quad\begin{cases}(\varepsilon'_\|)_1 = 2{,}39\\ (\varepsilon''_\|)_1 = 0{,}43\end{cases}\quad\begin{cases}(\varepsilon'_\|)_2 = 2{,}39\\ (\varepsilon''_\|)_2 = 0{,}43\end{cases}$$

après dessiccation,

$$\begin{cases}\varepsilon'_\perp = 1{,}63\\ \varepsilon''_\perp = 0{,}09\end{cases}\quad\begin{cases}(\varepsilon'_\|)_1 = 1{,}88\\ (\varepsilon''_\|)_1 = 0{,}22\end{cases}\quad\begin{cases}(\varepsilon'_\|)_2 = 2{,}10\\ (\varepsilon''_\|)_2 = 0{,}21\end{cases}$$

Ces résultats, concordants à la précision des mesures, confirment la forte anisotropie diélectrique du carton. Comme, aux erreurs d'expérience près, les résultats sur ε sont les mêmes pour les dispositions $(\|)_1$ et $(\|)_2$ on voit qu'il n'y a pour la constante diélectrique que deux valeurs mesurables, suivant que les fibres de cellulose sont dans des plans perpendiculaires à E ou, au contraire, dans des plans contenant E (les orientations dans ces plans étant quelconques, par rapport à E, à cause du « feutrage »).

On voit d'autre part, comme pour les blocs de papier, que l'eau contenue dans le carton contribue, non pas isotropiquement, mais *anisotropiquement* à la constante diélectrique globale.

Appliquant au « mélange » fibres de cellulose-eau les formules d'additivité

$$(\varepsilon' - 1)_{1,2} = (\varepsilon' - 1)_1 + d_2\,(\varepsilon' - 1)_2,$$

$$\varepsilon''_{1.2} = \varepsilon''_1 + \varepsilon''_2\, d_2,$$

on trouve, en effet, pour l'eau contenue dans le carton,

$$\begin{cases}\varepsilon'_\perp = 7{,}5\\ \varepsilon''_\perp = 1{,}75\end{cases}\quad\begin{cases}\varepsilon'_\| = 11{,}5\\ \varepsilon''_\| = 5{,}37\end{cases}$$

Les distinctions entre eau libre et eau liée [5] nous font penser, à la fois à cause des valeurs relativement élevées de ε'' et des valeurs faibles de ε', qu'il s'agit d'eau liée par adsorption.

Quant à l'anisotropie diélectrique introduite par cette eau elle proviendrait, sans doute, de chaînes d'eau formées topochimiquement [6], par liaison hydrogène, et situées dans le plan des feuilles de carton.

On sait, par l'exemple de l'anisotropie des hydrates cristallins [7], que de telles chaînes sont fortement polarisables dans le sens de la longueur (déplacement des H par rapport aux O) et faiblement en sens transverse.

[1] Servant (R.) et Gougeon (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 2318 ; *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 11 S ;
Borderie (P.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 40 S ;
Servant (R.) et Cazayus-Claverie (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 509.
[2] Hermanns (R. H.), Contribution à l'étude physique des fibres cellulosiques, éd. Dunod, Paris, 1952, p. 114.
[3] De Loor (G. P.), *Appl. Sci. Res.* [B], 1954, **3**, 479 ; Dielectric properties of heterogeneous mixtures, Thèse, Leiden, 1956, p. 29.
[4] Le Bot (J.) et Le Montagner (S.), *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 299 ;
Le Bot (J.), Thèse, Paris, 1954 ;
Le Montagner (S.), Thèse, Paris, 1957.
[5] Freymann (R.), *J. Chim. Phys.*, 1953, **50**, C 27.
[6] Champetier (G.), Chimie macromoléculaire, éd. A. Colin, Paris, 1957.
[7] Wooster (W. A.), *apud* Étude des molécules d'eau dans les solides par les ondes électromagnétiques, éd. C. N. R. S., Paris, 1953, p. C 24.

(*) **3. — Dispositif d'étude de la biréfringence magnétohertzienne d'un ferrite dans la bande des 10 000 MHz ;**

par M. R. Sardos,
Laboratoire d'Optique ultrahertzienne,
Faculté des Sciences de Bordeaux.

Un montage provisoire a été mis au point au laboratoire d'optique ultrahertzienne de la Faculté des Sciences de Bordeaux pour l'étude de la biréfringence magnétohertzienne. Ce phénomène (assez analogue dans ses manifestations à l'effet Cotton-Mouton op-

tique) avait été prévu par Kastler [1] en 1950 et fut observé pour la première fois par Gozzini [2] et ses collaborateurs en 1953.

Le montage utilisé (*fig.* 1) comprend successivement : un klystron et son alimentation stabilisée, un atténuateur variable, un ondemètre, un guide unidirectionnel, une transition rectangulaire circulaire, une lame de polarisation, un tronçon de guide circulaire contenant l'échantillon (étudié en mode TE_{11}), une jonction circulaire tournante, une sonde et un cône absorbant.

L'électro-aimant construit au laboratoire est alimenté sous 800 V, 200 mA et donne un champ transverse maximum de 5 000 G. L'ensemble du montage peut basculer autour de son axe de sorte que l'on puisse réaliser toutes les inclinaisons du mode TE_{11} par rapport au champ magnétique.

Les courbes et photographies suivantes ont été obtenues avec un cylindre de ferrite 4B de 9,5 mm de diamètre et de 10,5 mm de longueur. L'échantillon était centré dans le guide par du téflon.

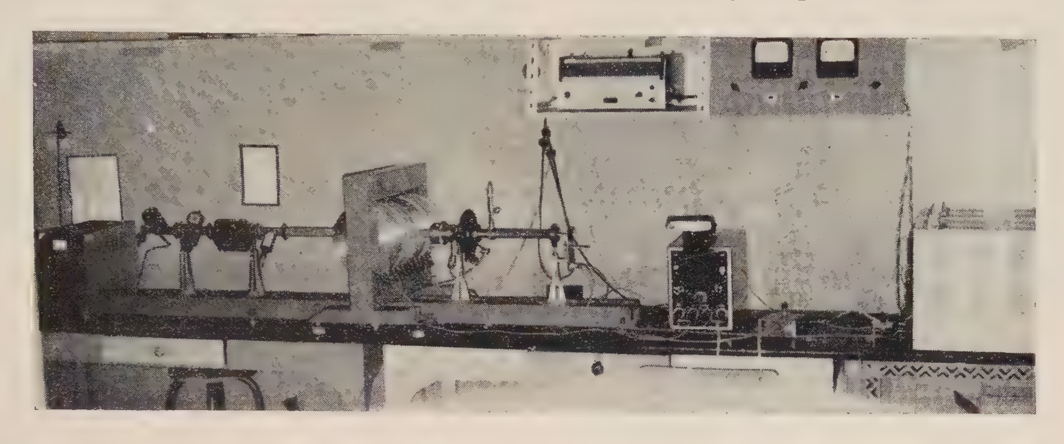


Fig. 1.

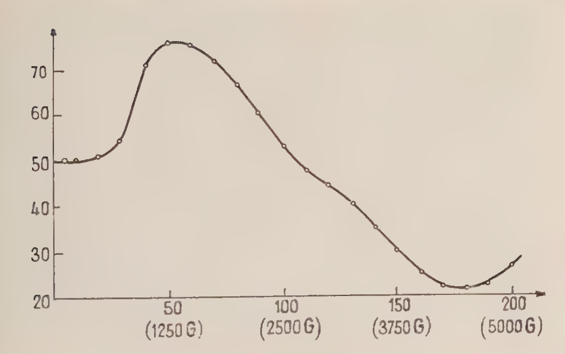


Fig. 2. — Ferrite 4B, ø = 9,5 mm, l = 10,5 mm, E parallèle à H (direction extraordinaire). En abscisse, courant magnétisant ; en ordonnée, déviation du galvanomètre.

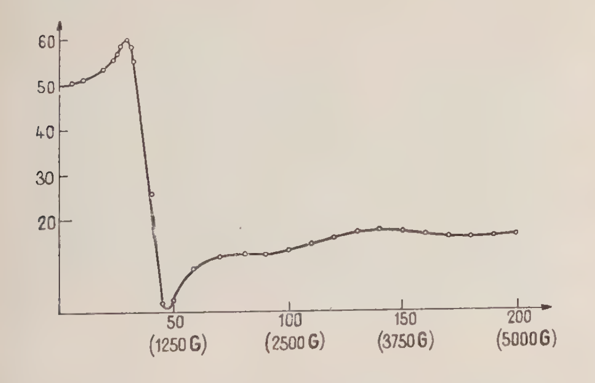


Fig. 3. — Ferrite 4B, ø = 9,5 mm, l = 10,5 mm, E perpendiculaire à H (direction ordinaire). En abscisse, courant magnétisant ; en ordonnée, déviation du galvanomètre.

Lorsque le champ électrique E du mode TE_{11} est parallèle à H (champ magnétique statique), les déviations du galvanomètre en fonction de I_m (courant magnétisant) sont représentées par la figure 2.

Lorsque E est perpendiculaire à H on obtient la figure 3 (dans ces deux cas la vibration reste rectiligne).

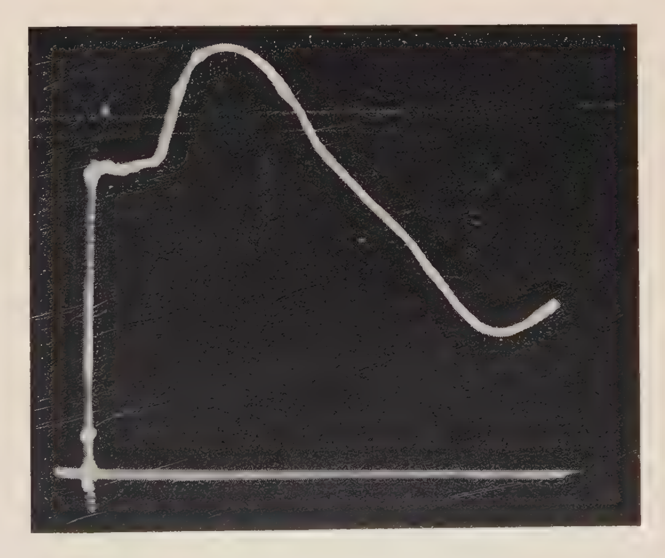


Fig. 4.

Si l'on remplace le galvanomètre par un oscillographe dont le balayage horizontal est proportionnel à I_m on obtient les figures 4 et 5 qui confirment les courbes des figures 2 et 3.

Lorsque E est à 45° de H, on obtient en fonction du

champ une vibration généralement elliptique dont le grand axe a tourné par rapport à la vibration incidente du fait du dichroïsme rectiligne.

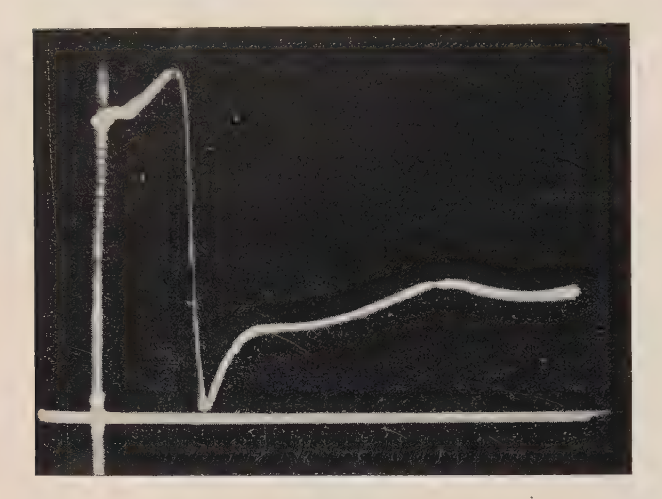


Fig. 5.

Si nous appelons, comme en optique (Cotton et Mouton [3]), direction ordinaire pour E la direction perpendiculaire à H et direction extraordinaire la direction parallèle à H nous pourrons dire que le dichroïsme est positif lorsque la direction du grand axe se rapprochera de la perpendiculaire à H. Dans le cas contraire, le dichroïsme sera dit négatif. Donc suivant que E fera un angle de $+$ ou $-$ 45° avec H on aura des rotations en sens contraires. C'est très exactement ce que confirme l'expérience.

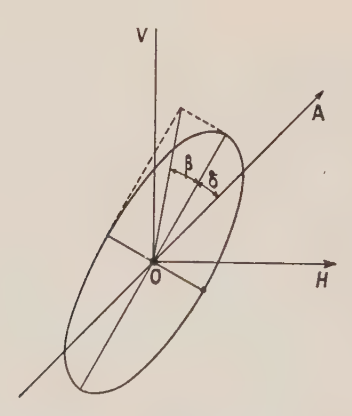


Fig. 6.

Appelons δ (*fig.* 6) l'angle de rotation du grand axe et tg β le rapport b/a des axes de l'ellipse, nous mesurons directement δ et la sonde donnera i et I. La détection étant quadratique on aura $\text{tg}^2\,\beta = i/I$, d'où β. La figure 7 montre les courbes δ et β en fonction de I_m.

On voit donc que, sauf au début où il est positif, le dichroïsme rectiligne est négatif ce qui pouvait se prévoir à l'aide des courbes des figures 2 et 3.

Le signe de β pourrait être déterminé en plaçant après l'échantillon un élément biréfringent quart d'onde non dichroïque.

Les photographies des figures 8 et 9 ont été obtenues en enregistrant à champ constant la réponse de la sonde pour une rotation de 180°, d'abord à vide, puis avec le ferrite.

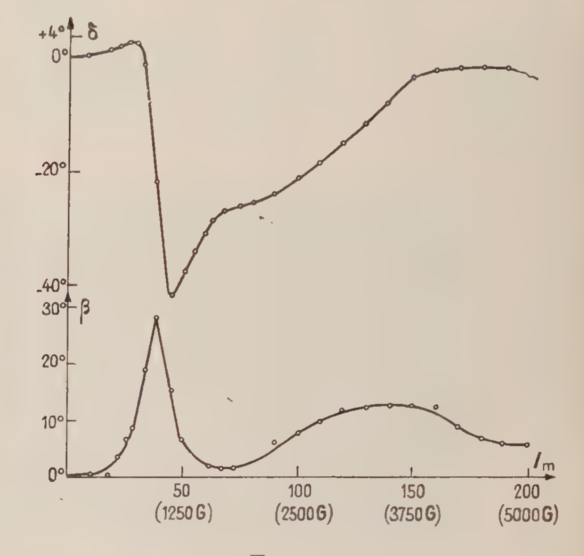


Fig. 7.

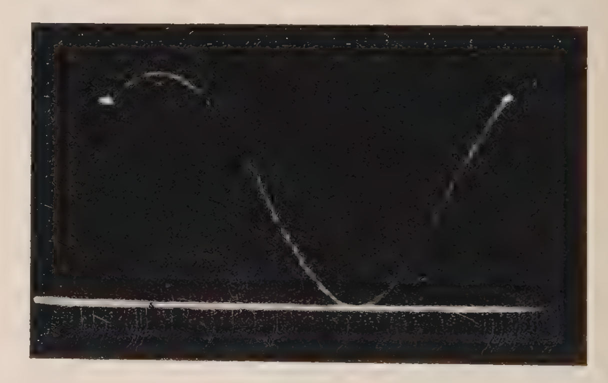


Fig. 8.

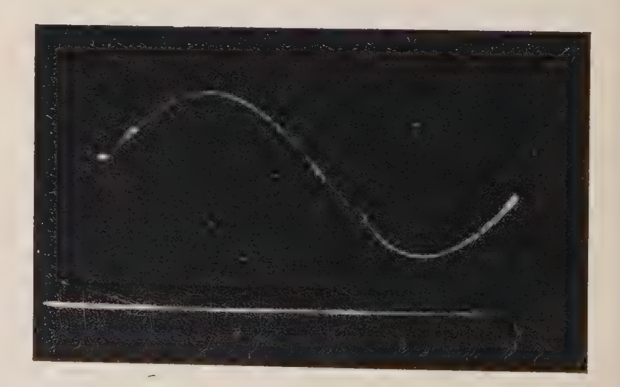


Fig. 9.

On remarque le décalage des minima, dû à δ et le fait qu'avec le ferrite, le minimum n'est plus nul (influence de β). Pour obtenir ces photographies le

balayage de l'oscillographe était commandé par la différence de potentiel fournie aux bornes d'un potentiomètre fixé à l'extrémité du guide (*fig.* 10).

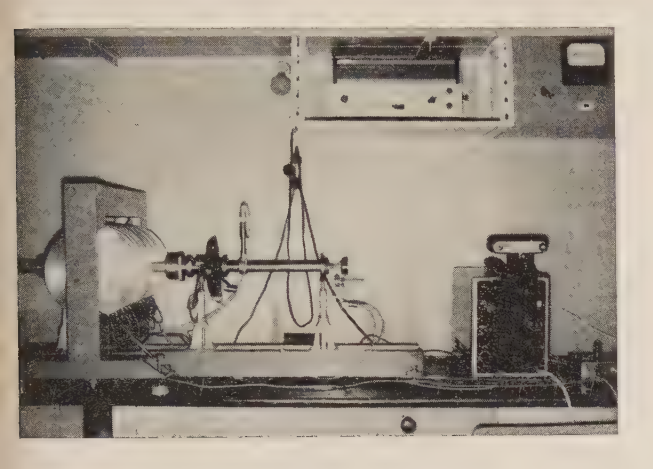


Fig. 10.

On peut ainsi faire des enregistrements rapides et effectuer les mesures i, I, δ à loisir.

[1] Kastler (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 1462.
[2] Gozzini (A.), Battaglia (A.) et Polacco (E.), *Nuovo Cimento*, 1953, **10**, 1205.
[3] Cotton et Mouton, *Ann. Chimie et Physique* [8], 1907, **11**, 145.
Cotton (A.), Œuvres scientifiques, éd. C. N. R. S., 1956, p. 153.

SÉANCE DU 1er JUILLET 1960

(*) 1. — Four de King utilisable sous forte pression (50 atm) ;

par M. M. Biron,

Laboratoires de Physique Expérimentale et d'Optique Moléculaire, Faculté des Sciences de Bordeaux.

Pour l'étude des spectres d'émission et d'absorption de molécules diatomiques dans les régions du spectre visible et ultraviolette, nous avons été amené à construire un four de King et nous nous sommes alors proposé de modifier les montages antérieurs afin de pouvoir travailler éventuellement sous fortes pressions. Nous nous sommes inspiré des montages réalisés par J. Ruamps [1] et par P. B. Zeeman [2]. Comme ces deux auteurs, nous avons utilisé des pièces de révolution d'usinage relativement facile et nous nous sommes attaché à la commodité et à la rapidité d'utilisation du four.

Description. — Notre appareil (*fig.* 1) est du type, utilisé par P. B. Zeeman [2], à serrage latéral du tube-four T par des troncs de cône en graphite C, percés suivant leur axe de révolution et sciés dans un plan contenant cet axe. Nous avons sensiblement augmenté le demi-angle au sommet (16° 30′) de C afin d'obtenir leur démontage facile sans être obligé de prévoir un dispositif d'extraction (filetage par exemple). Le serrage de C sur T est obtenu par un ressort à boudin R appuyant sur C par l'intermédiaire d'une rondelle de laiton Q et d'une couronne en carbone V destinée à limiter l'échauffement par conduction de Q et de R. La compression du ressort R est réglée par la bague en acier filetée B_2. Une double gaine de carbone G joue le rôle d'écran thermique et permet simultanément une économie de puissance électrique dépensée ainsi qu'un accroissement de la durée du tube-four T par limitation de la circulation des gaz.

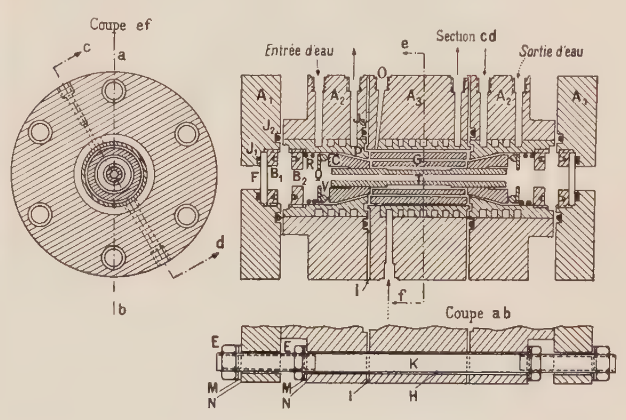


Fig. 1. — Four de King.

L'enceinte du four est en acier. Elle se compose de cinq pièces (deux pièces A_1 identiques, deux pièces A_2 identiques et une pièce A_3) liées entre elles par un système de six tiges d'acier K filetées à leurs extrémités, d'écrous E et de rondelles M. Chacune des deux joues A_1 porte une fenêtre F en silice fondue maintenue par la bague filetée B_1. Les deux pièces A_2, qui sont connectées aux deux bornes du transformateur d'alimentation, sont isolées de la pièce centrale A_3 par des couronnes de papier bakélisé I. Pour interdire les courts-circuits par les tiges K nous avons enveloppé celles-ci de tubes isolants H et interposé, entre les rondelles M et les pièces A_1 et A_2 des rondelles isolantes N. Un tronc de cône creux en laiton de 0,5 mm d'épaisseur est placé entre C et le cône correspondant de la pièce A_2 afin d'éviter le contact graphite-acier qui devient rapidement très mauvais. L'étanchéité est assurée par les joints toriques J_1, J_2, J_3. La communication du four avec l'extérieur s'effectue par l'orifice O. Nous avons ménagé en P dans les pièces A_1 et A_2 des chicanes pour assurer la protection thermique du joint J_3.

L'originalité de ce four consiste d'une part en son système de refroidissement énergique par circulation d'eau à l'intérieur même des pièces A_2 et A_3. Les soudures nécessaires ont été effectuées à l'arc électrique. Les circuits d'eau des pièces A_2 et A_3 sont mis en série à l'extérieur du four par des tuyaux de caoutchouc. D'autre part, nous nous sommes attaché à la robustesse de cette enceinte destinée à l'utilisation sous haute pression ; elle a été éprouvée finie sous 80 kgf/cm².

Utilisation. — Le chargement du four est simple et rapide (5 mn environ) ; il suffit de démonter une joue A_1, de dévisser B_2, d'enlever R et Q, d'introduire la substance à étudier dans le tube T et de remonter le tout.

Pour remplacer le tube T, il suffit, après avoir enlevé aux deux extrémités de l'appareil les pièces A_1, B_2, R, Q et V, d'appuyer légèrement sur l'extrémité du tube T pour retirer sans difficulté les cônes C puis le tube T et enfin de remonter le tout. Cette opération est rapide (10 mn environ).

Les tubes T sont usinés au tour à partir de tubes de carbone provenant de la Société « Le Carbone Lorraine » (qualité 0 1 700, résistivité 3 300 à 3 800 $\mu\Omega \times$ cm). L'usinage de ces tubes permet de les adapter aux caractéristiques du transformateur utilisé et de modifier la répartition de la température à l'intérieur du four.

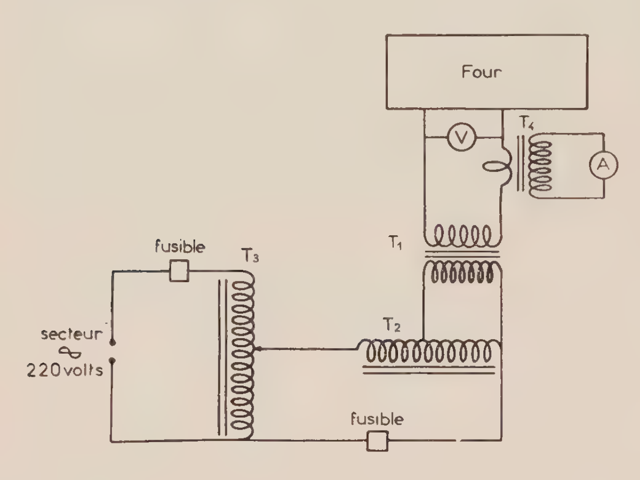


Fig. 2.

Le nettoyage des fenêtres est très facile. Il n'est d'ailleurs que très rarement nécessaire si l'on prend soin de ne pas porter trop rapidement T à haute température.

Alimentation électrique. — Elle est schématisée sur la figure 2 : T_1 est un transformateur abaisseur de tension 110-14 V, 30 kVA dont nous disposions, T_2 un autotransformateur 220-110 V, 15 kVA, T_3 un autotransformateur à curseur 220 V, 34 A, T_4 un transformateur d'intensité de rapport 1/1 000 alimentant l'ampèremètre A, et V un voltmètre.

La puissance dépensée dans le four est réglée par le simple déplacement du curseur de T_3. L'autotransformateur intermédiaire T_2 a été introduit pour disposer de la puissance la plus grande possible en limitant la charge des lignes et de T_3. L'autotransformateur T_3 sera remplacé par un appareil 220 V, 68 A quand les lignes permettront son emploi.

Dispositif de pompage et de remplissage d'argon. — Nous avons placé à l'entrée de la pompe à vide un piège à azote liquide pour assurer sa protection lors de l'utilisation et surtout durant la purification du four.

Purification du four. — Elle est obtenue en portant, durant quelques minutes, le four à très haute température sous vide.

Résultats obtenus. — Avec un tube de carbone de diamètre extérieur 13 mm, de diamètre intérieur 7 mm, réduit à un diamètre extérieur de 11 mm sur une longueur de 5 cm dans sa région médiane, nous avons obtenu, en atmosphère d'argon sous une pression absolue de 3 kgf/cm² à froid, les résultats suivants (les températures ont été mesurées au pyromètre à disparition de filament à luminance constante de Jobin et Yvon) :

Intensité du courant dans le four (A)	Différence de potentiel aux bornes du four (V)	Puissance dépensée dans le four (kW)	Température maximum (°C)	Pression absolue (kgf/cm²)
350	11,4	3,99	2 590	5,20
330	10,8	3,56	2 430	5,10
310	10,4	3,22	2 290	5,05
280	10	2,80	2 160	5,0
250	9,6	2,40	2 020	4,9
230	9	2,07	1 880	4,8

Nous n'avons pas effectué de mesures pour des puissances dépensées plus grandes en raison de la fragilité de la ligne dont nous disposions. D'autre part, ces résultats étaient plus que satisfaisants pour nous permettre d'effectuer la première série d'expériences que nous nous proposions.

[1] Ruamps (J.), Thèse, Lille, 1957.
[2] Zeeman (P. B.), *Canad. J. Physics*, 1954, **32**, 1.

2. — Estimation de la durée de vie de quelques plasmas par l'observation de la décroissance de l'effet Faraday à 9 000 MHz ;

par M. L. Lassabatère,

Laboratoire d'Optique ultrahertzienne,
Faculté des Sciences de Bordeaux.

L'auteur présente un montage polarimétrique (*fig.* 1 et 2) destiné à la mesure de l'effet Faraday des plas-

mas et réalisé par lui au laboratoire d'optique ultra-hertzienne de Bordeaux (M. Servant, professeur).

Les plasmas sont obtenus par décharge pulsée dans des tubes à gaz sous faible pression.

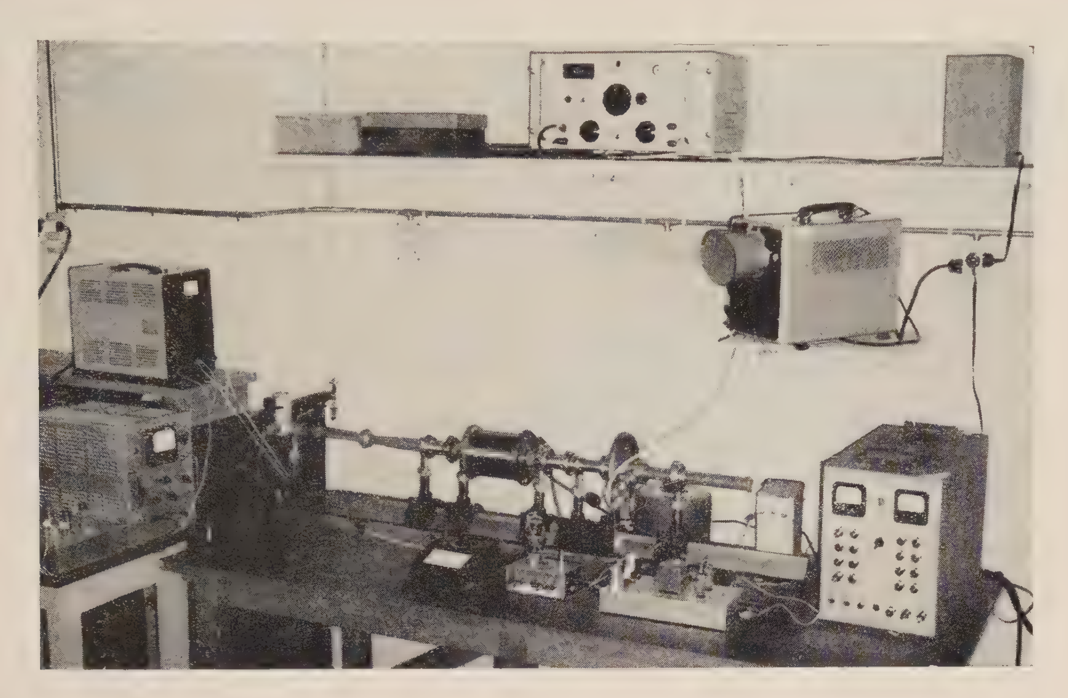


Fig. 1.

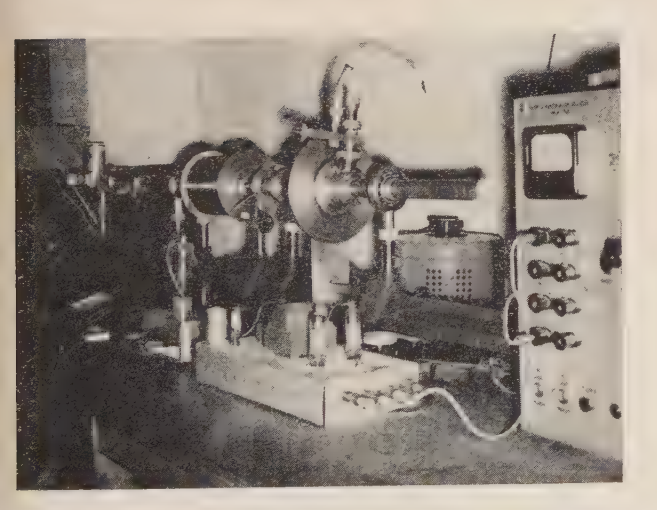


Fig. 2.

La mesure du pouvoir rotatoire magnétique est effectuée à des intervalles de temps variables mais très courts après la coupure de la décharge (car la durée de vie des plasmas est de quelques centaines de microseconde seulement). On utilise pour cela un rayonnement pulsé qui doit être synchronisé avec la décharge.

Le montage présenté s'inspire de celui décrit précédemment par Mlle Bonnet, Matricon et Roubine [1], mais se caractérise par une simplification du procédé de synchronisation qui ici devient automatique. Le déclenchement des modes du klystron servant à la mesure polarimétrique est obtenu (*fig.* 3) en agissant sur la tension réflex du klystron obtenue par superposition d'une tension en dents de scie symétriques à une

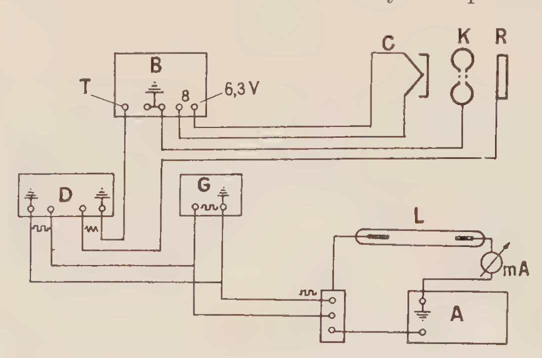


Fig. 3. — A, alimentation continue ; B, alimentation du klystron ; C, cathode ; D, générateur de dents de scie symétriques ; G, générateur de signaux carrés ; K, klystron ; L, tube à décharge ; R, réflecteur ; T, tension continue réglable.

tension continue réglable. Ces dents de scie sont obtenues elles-mêmes par déformation des signaux carrés commandant la décharge.

Conditions expérimentales. — Les tubes à gaz employés, de forme cylindrique (de 15 cm de long), sont munis d'électrodes axiales cylindriques minces, en tungstène. Ils sont placés à l'intérieur des guides d'ondes propageant le mode TE_{11}. Le champ magnétique est fourni par un solénoïde alimenté en courant

continu stabilisé. L'auteur utilise des champs magnétiques variant de 0 à 660 Oe et des courants de décharge inférieurs à 8 mA, de sorte que ses résultats complètent ceux des études antérieures qui ne concernaient que des champs supérieurs à 500 Oe et des courants de l'ordre de plusieurs dizaines de milliampères.

Résultats obtenus. — 1° *Variation de l'effet Faraday en fonction du champ.* — L'auteur a effectué des mesures sur les plasmas de néon et d'argon à diverses pressions et intensités de courant. La figure 4 donne à titre d'exemple les résultats obtenus pour le néon

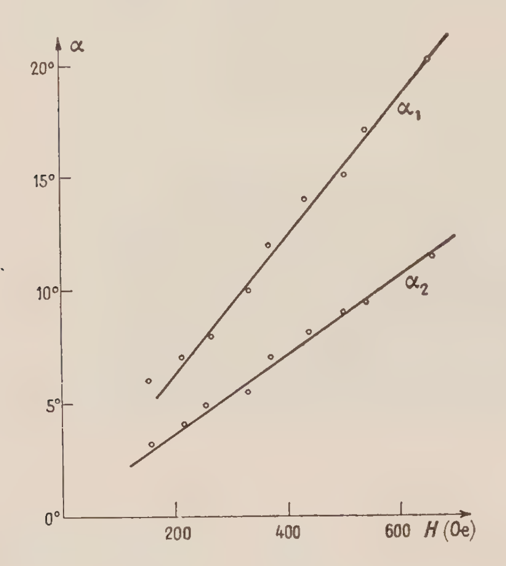


Fig. 4. — Néon, pression 3 mm de mercure, intensité moyenne 4 mA.

(pression 3 mm de mercure et mesures déclenchées respectivement à 110 μs et 220 μs après la fin de la décharge). On voit la proportionnalité du pouvoir rotatoire au champ.

Les courbes obtenues pour l'argon sont analogues,

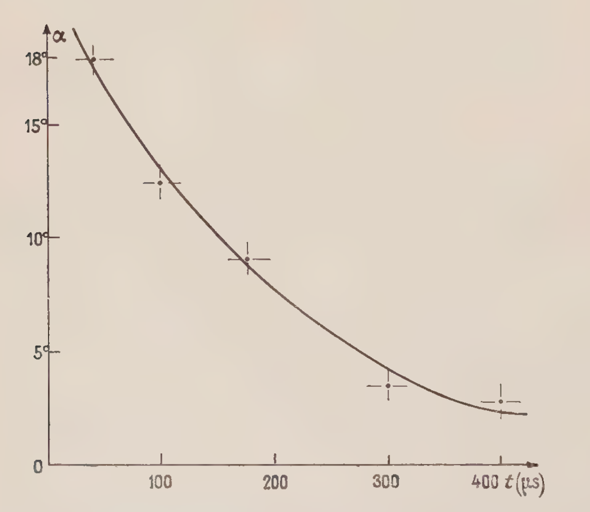


Fig. 5. — Variation de la rotation α en fonction de la position du mode dans le temps après la décharge : néon, pression 3 mm de mercure, $H = 660$ Oe.

avec cependant une légère incurvation vers les champs forts, due peut-être aux impuretés.

2° *Estimation des durées de vie.* — Il a semblé à l'auteur qu'on pouvait mettre à profit le montage pour évaluer les durées de vie des plasmas.

En modifiant l'instant du démarrage du klystron, on peut explorer, par la mesure de la rotation Faraday, la décroissance de la concentration électronique des plasmas. La figure 5 donne les résultats obtenus dans le cas du néon. On voit que la décroissance est sensiblement exponentielle et que la rotation tombe au dixième de sa valeur au bout d'un temps d'environ 500 μs.

Pour l'argon « commercial » les mesures donnent une durée de l'ordre de 350 μs.

[1] Bonnet (Mlle M.), Matricon (M.) et Roubine (E.), *Ann. Télécommunications*, 1955, **10**, 150.

(*) 3. — Phosphoroscopes et cryostats destinés à l'étude de la luminescence moléculaire à la température de l'azote liquide ;

par MM. R. Lochet et A. Rousset,
Laboratoire d'Optique moléculaire,
Faculté des Sciences de Bordeaux.

On sait qu'à la température de l'azote liquide, soit en solution vitreuse [1], soit en solution cristallisée [2], la luminescence de nombreux composés augmente d'intensité et peut présenter une structure fine vibrationnelle.

Deux ensembles phosphoroscope-cryostat, mis au point au Laboratoire, nous ont permis de nombreuses études de fluorescence et de phosphorescence, même lorsque le rendement de ces émissions était relativement faible. Ces montages se caractérisent par l'efficacité du phosphoroscope et la simplicité du cryostat.

A) Observation a 90° du faisceau incident (solutions transparentes, poudres). — a) *Phosphoroscope.* — La figure 1 est une coupe horizontale du phosphoroscope. Un condenseur C donne de la source S (Hg, SP 500) une image en O reprise elle-même par un condenseur C′ qui projette l'image définitive en E sur l'échantillon, ici une poudre à la température ordinaire. La lumière de phosphorescence traverse la lentille de projection P et est reçue par la fente F du spectrographe.

L'obturateur est constitué par un empilement de quatre disques centrés sur un moyeu G et fixés par une bague-écrou H. Une première paire, en forme d'assiette (1,2), porte des ouvertures qui agissent sur le faisceau excitateur SE. Une paire de disques plans (3, 4) occupe le fond de l'assiette ; ses ouvertures modulent le faisceau de luminescence. A cause du décalage des ouvertures des deux paires, seule la phosphorescence est reçue par le spectrographe. Par rotation des disques plans on peut faire varier le retard entre la fin de l'excitation et le début de l'observation.

Comme le moteur M est synchrone et comme la source est fortement modulée on peut caler le premier disque sur le moyeu de telle façon que le faisceau incident soit toujours démasqué au maximum d'intensité des éclairs lumineux.

b) *Cryostat* (*fig.* 2). — Il est taillé dans un bloc

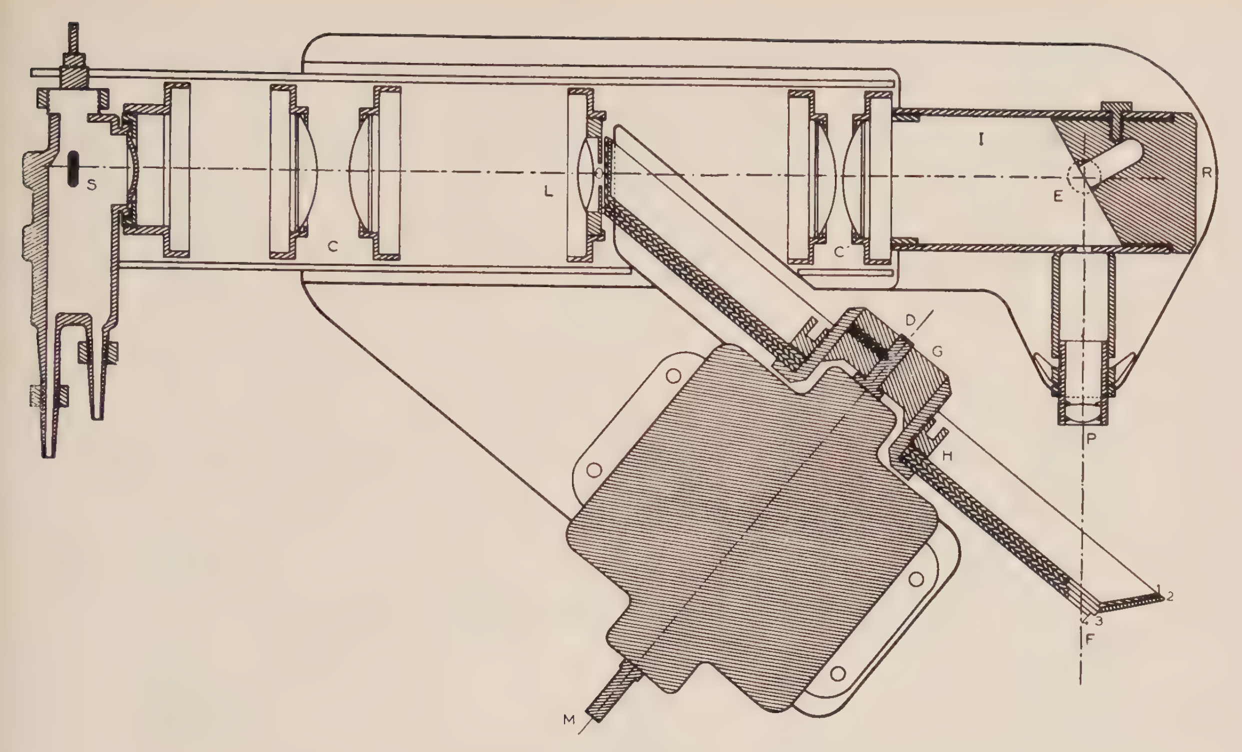


Fig. 1. — Phosphoroscope. Coupe suivant un plan horizontal.

d'aluminium et calorifugé par une enveloppe de klégécell. L'azote liquide, contenu dans le réservoir A et une série de trous C, refroidit la partie cylindrique B.

a b

Fig. 2. — Cryostat sans son enveloppe isolante : a) coupe verticale ; b) coupe horizontale.

La cuve cylindrique en silice G renfermant la solution vitreuse glisse à frottement doux dans une chambre qui ne communique pas avec l'azote liquide ; elle est maintenue par un bouchon étanche d'aluminium à portée conique ; ainsi un bon contact thermique est assuré entre la solution et le métal.

Les fenêtre de silice, E pour l'excitation, E′ pour l'observation, sont portées par des tubes en lucoflex D et D′ vissés dans le corps d'aluminium. Des résistances chauffantes chassent la buée sur les faces externes. Un desséchant est placé à l'intérieur des tubes en lucoflex.

B) Observation en sens inverse du faisceau incident (solutions cristallisées, poudres). — a) *Phosphoroscope.* — La figure 3 en donne le schéma de principe.

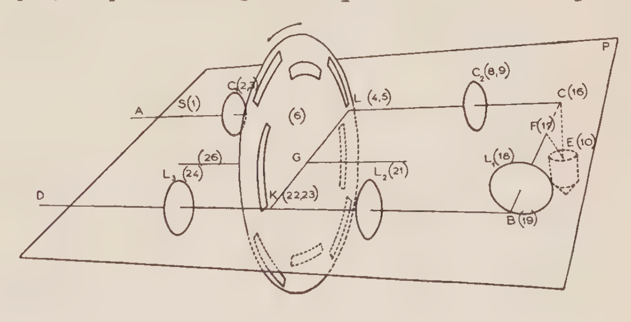


Fig. 3.

Le plan P horizontal contient les axes optiques parallèles AC et DB et l'axe optique transversal CB, qui leur est perpendiculaire. Sous le plan P, l'axe CE est vertical, l'axe EF est oblique et situé dans le plan vertical ECB.

Le disque unique d'obturation (6) de centre G a son axe de rotation (26) dans le plan P. Cet axe, parallèle à AC et BD, est plus proche de BD que de AC ; GL et GK sont les deux rayons des deux séries d'ouvertures du disque. Les ouvertures sur la circonférence de rayon GL intéressent l'axe AC et passent en dehors de l'axe BD. Les ouvertures sur la circonférence plus

Fig. 4. — Phosphoroscope. Coupe horizontale.

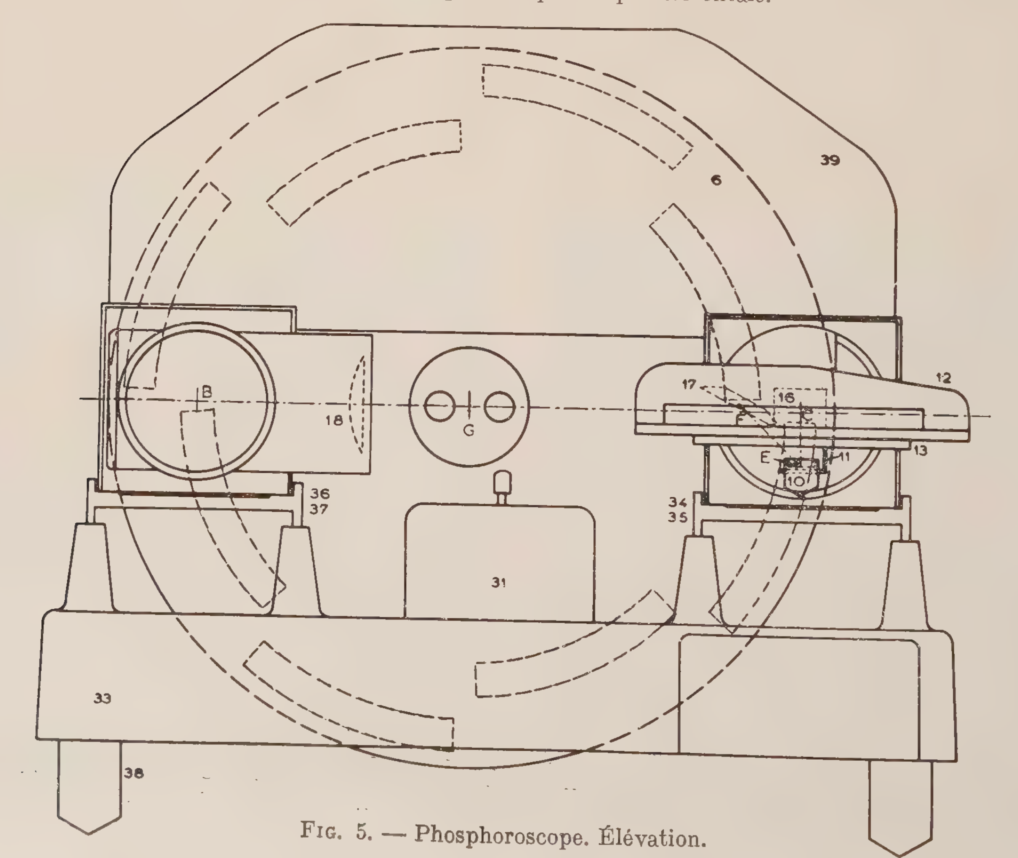


Fig. 5. — Phosphoroscope. Élévation.

petite de rayon GK intéressent l'axe BD et passent en dehors de l'axe AC ; ainsi l'axe AC est obturé quand l'axe BD est démasqué et réciproquement.

La lumière excitatrice suit le trajet ACE : le condenseur C_1 (2, 3) donne une image de la source en L (4,5) sur le disque d'obturation. Le condenseur C_2 (8,9) projette cette image sur l'échantillon E (10) par l'intermédiaire du miroir C (16) incliné à 45°. La lumière de phosphorescence émise par l'échantillon E (10) suit la direction E F B K grâce à deux miroirs F (17) et B (19). La lentille L_1 (18) dont le foyer est en E et la lentille L_2 (21) dont le foyer est en K forment en K (22, 23) sur le disque une image de l'échantillon phosphorescent. Enfin une lentille L_3 (24) projette cette dernière image sur la fente du spectrographe.

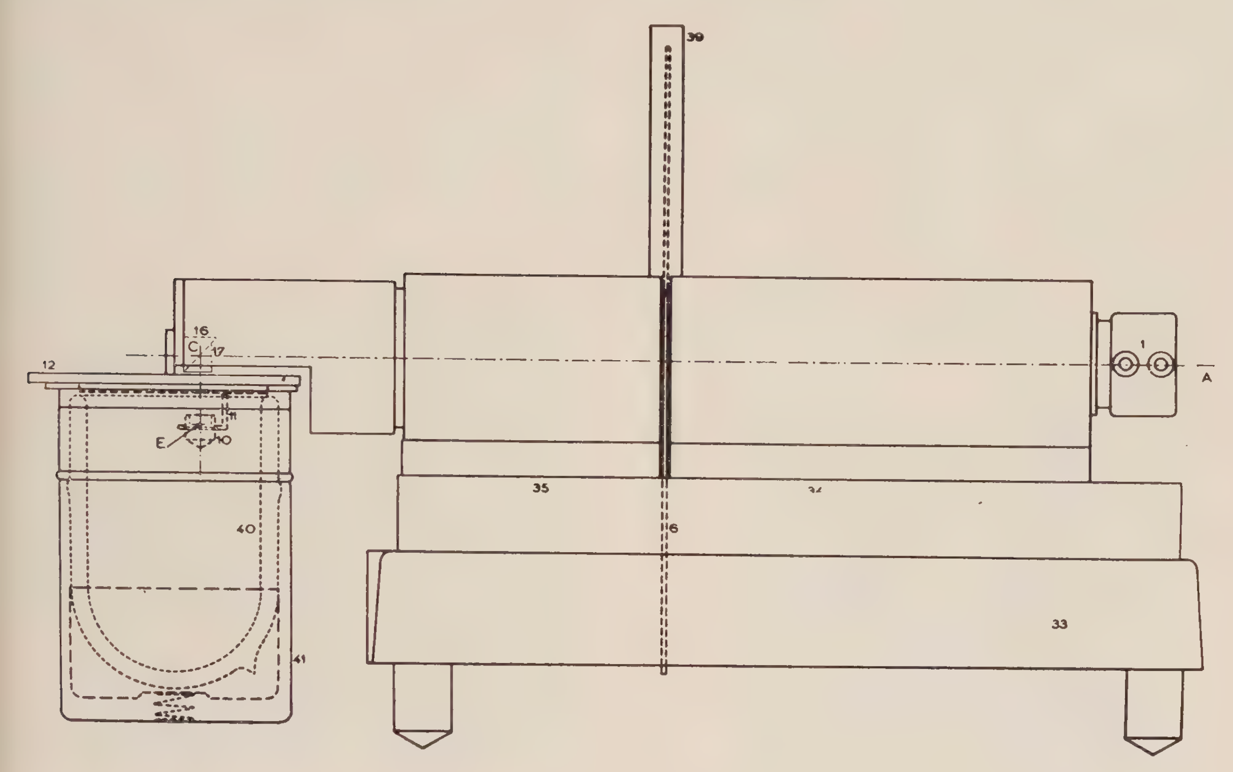


Fig. 6. — Phosphoroscope. Élévation.

La disposition pratique de l'appareil paraît sur les figures 4, 5 et 6. En particulier on voit sur la figure 6 le vase de Dewar à azote liquide verrouillé sur le nez porte-miroirs. Comme tous les éléments du montage, y compris le porte-échantillon et le vase de Dewar, sont liés mécaniquement entre eux, l'ensemble peut être transporté d'un spectrographe à l'autre sans risque de déréglage.

Le disque est instantanément interchangeable. Pour chaque genre d'études on peut utiliser le disque correspondant ; c'est ainsi qu'on peut mesurer les durées de vie à partir de quatre disques où le décalage entre la fin de l'excitation et le début de l'observation est différent. Compte tenu des largeurs des fentes, on peut, avec un disque convenable, observer la phosphorescence 10^{-4} s après la fin de l'excitation.

b) *Cryostat.* — La disposition plongeante des faisceaux a été adoptée précisément en vue de l'utilisation d'un cryostat très simple. Il comprend (*fig.* 6) : un support circulaire (12) fixé au nez porte-miroirs ; un vase de Dewar se fixant à baïonnette sous ce support ; un couvercle échancré ; une cellule en aluminium (10) en forme de capsule (diamètre 12 mm) maintenue par une simple tige (11) fixée au couvercle ; elle renferme l'échantillon E.

La partie inférieure de cette cellule plonge dans l'azote liquide dont le niveau est situé à 3 cm environ du bord du vase de Dewar ; l'échantillon est ainsi très efficacement refroidi et il se trouve dans une atmosphère d'azote froid et sec. Cet azote, très dense, constamment renouvelé du fait d'une légère ébullition continue, déborde régulièrement du vase sans produire de turbulence ; il entraîne vers l'extérieur du vase des microcristaux de glace qui naissent dans le plan de contact entre l'azote froid et l'air atmosphérique humide. De ce fait on n'observe pas de givrage de l'échantillon.

Enfin l'azote gazeux isole l'échantillon insolé de l'air et évite l'oxydation.

Comme il n'existe aucune fenêtre de silice, aussi bien sur la lumière incidente que sur la luminescence, on augmente la transparence et on supprime la phosphorescence parasite due à certaines lames de silice.

La seule masse à refroidir lors de l'introduction de l'échantillon est pratiquement celle de la cellule, soit 7 g d'aluminium. La mise en température de l'échantillon est très rapide (moins d'une minute). D'autre part, la consommation d'azote en cours d'expérience

est très faible de sorte que le niveau dans le vase de Dewar baisse seulement d'environ 2 cm/h ; comme dans la plupart de nos travaux, les durées des poses n'ont pas dépassé une demi-heure, il n'était pas nécessaire d'ajouter de l'azote liquide en cours d'expérience.

Pour mettre la cellule en place il suffit de l'enfiler sur une tige en équerre complètement dégagée de tous côtés ; pour la refroidir on élève verticalement le vase de Dewar avant de le verrouiller sous la couronne fixe.

Enfin ce type de cryostat peut être très simplement adapté sur un monochromateur, type Desvignes par exemple, pour l'étude de la fluorescence.

[1] Lewis (G. N.) et Kasha (M.), *J. Amer. Chem. Soc.*, 1944, **66**, 2100 ;
Heckmann (R. C.), *J. Mol. Spectroscopy*, 1958, **2**, 27 ;
Rousset (A.), Lochet (R.) et Dubarry (J. L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **248**, 54.

[2] Shpolsky (E. V.), *Optika i Spektroskopia*, 1958, **4**, 620 ;
Shpolsky (E. V.) et Klimova (L. A.), *Izvest. Akad. Nauk SSSR*, 1959, **23**, 23 ;
Bolotnikva (T. N.), *Izvest. Akad. Nauk. SSSR*, 1959, **23**, 29 ;
Pesteil (Mme L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **250**, 497 ;
Pesteil (L.) et Ciais (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **248**, 1311 et 1795 ; 1959, **249**, 528 ;
Courpron (C.), Lochet (R.), Meyer (Y.) et Rousset (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **250**, 3095.

SECTION MÉDITERRANÉE

(*Marseille*)

SÉANCE DU 5 DÉCEMBRE 1959

Présidence de M. R. Mérigoux.

1. — Circuit électrométrique stable utilisant un tube ordinaire

(démonstration d'appareil) ;

par M. A. Clottes,
Laboratoire de Physiologie,
Faculté des Sciences de Marseille.

Ce circuit convient pour capter les tensions électriques continues ou évolutives inférieures à 1 V, lorsque la source ne doit pas débiter.

Il a été étudié comme circuit d'entrée de chaîne d'amplification pour recueillir les potentiels intracellulaires au moyen d'une microélectrode (électriquement équivalente, en première approximation, à une résistance série de 10 à 100 MΩ).

Pour cette application, la tension continue de la source est de 0,1 V environ (potentiel de repos) ; comme il importe que cette mesure soit précise, malgré la très forte résistance de la microélectrode, le courant grille doit rester très faible.

En outre, cette tension continue subit, lors de l'activité cellulaire, des variations dont la durée est de l'ordre de 0,001 s, dont l'amplitude n'est parfois que de 500 μV et qu'il faut enregistrer. Cette deuxième condition nécessite le montage du tube électronique tout près de la microélectrode, l'ensemble étant protégé des champs électriques au moyen d'une cage de Faraday.

On fait travailler un tube électronique quelconque non sélectionné, au point d'inversion du courant grille grâce à des réglages précis des alimentations positive et de contre-tension, ajustés pour chaque lampe. De plus une stabilisation tend à conserver ce point de fonctionnement par simple asservissement de la cathode.

Aucune résistance de fuite n'est utilisée et, pour d'autres applications, le tube peut être utilisé « grille en l'air » sans que le circuit se bloque.

En plus de l'impédance d'entrée élevée propre aux montages à charge cathodique, ce circuit se distingue par la valeur importante de la résistance d'entrée (en continu), de l'ordre de 400 000 MΩ, et qui n'est autre que la résistance d'isolement de la grille lorsque le filament n'est pas chauffé. Il suffit de fixer son choix pour un type de tube dont la grille est sortie en bout du ballon de verre.

La bande de fréquences transmise par le circuit seul s'étend du continu aux fréquences ultrasonores.

La stabilité n'exige pas un réglage de tous les jours.

Par contre, l'appareil qui fait suite au montage ne doit pas comporter de résistance de fuite en entrée pour que la cathode suive librement ; le chauffage doit être très stable (accumulateurs) et l'alimentation anodique est effectuée sur piles (qui durent d'ailleurs plus d'un an). Enfin les tubes non utilisés depuis longtemps demandent une journée de fonctionnement pour retrouver la stabilité de leur vide.

Brevet C. N. R. S. n° 1 161 395, 3 février 1955/24 mars 1958 ; *Toute la Radio*, 1959, **239**, 357.

2. — Structure des bandes de déformation dans les monocristaux d'aluminium écrouis par traction

par M. H. J. Latière,
Laboratoire de Rayons X du Centre National de la Recherche Scientifique, Marseille.

La traction d'une éprouvette monocristalline d'aluminium à 99,99 % donne lieu à un microglissement et à des lignes de glissement espacées de 150 Å ou moins, en début d'écrouissage. Après une déformation plastique plus poussée il se forme des lignes de glissement beaucoup plus marquées et espacées de 5 000 Å [1]. Puis, des bandes de déformation (ou bandes de glissement secondaire) [2], [3], d'une largeur de 1 mm environ apparaissent plus ou moins intensément suivant le degré d'écrouissage. Ces bandes semblent se former généralement dans les plans normaux à la direction de glissement [110]. Elles n'apparaissent pas si l'axe d'allongement est proche de [111]. On sait que ces bandes sont formées de régions lamellaires dans lesquelles se manifestent différentes orientations. La multiplicité des plans de glissement dans les bandes de déformation conduit à un enchevêtrement des lamelles de glissement qui ne laisse intactes que des régions cristallines d'un ordre de grandeur inférieur au micron et faisant entre elles des angles très petits (microcristallites). L'extinction X est ainsi plus faible dans les régions des bandes de déformation que dans les interbandes, ce qui permet de mettre en évidence des traits, dans les bandes de diffraction de la

chambre à deux films, qui correspondent aux bandes de déformation [4].

La chambre à deux films par transmission [4], [5] permet, de plus, d'examiner le faciès d'ensemble d'une bande de déformation et, en particulier, les groupements des microcristallites, groupements que nous nous proposons d'étudier dans le présent exposé.

Le mode opératoire utilisé est simple. Des monocristaux d'aluminium de 60 × 15 × 1 mm ont été étirés de 15 % puis placés sur la fente réglable de sortie des rayons X qui est située à gauche sur la figure 1. Le film, placé parallèlement à l'éprouvette dans la cassette comportant un onglet sur la figure 1, peut subir des translations en restant parallèle à lui-même, par déplacement le long du support sur lequel peuvent aussi glisser les deux fentes réglables.

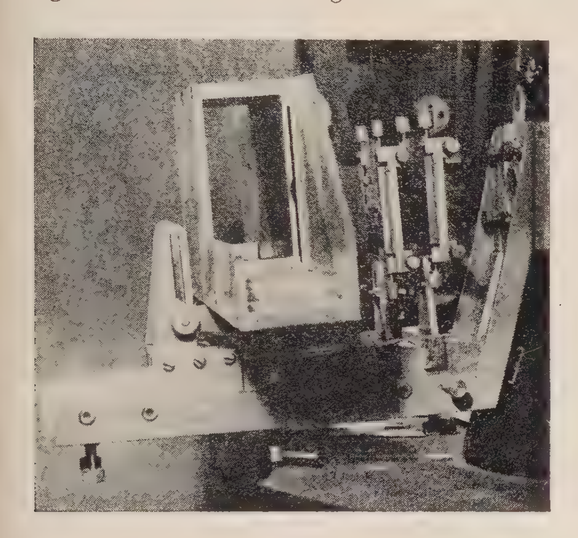


Fig. 1. — Montage expérimental.

En prenant plusieurs diagrammes à l'aide d'une source X émise par une anticathode de cuivre excitée par un courant de 20 mA sous 45 kV à des distances échantillon-film échelonnées, on a l'image de la marche des rayons diffractés. On peut notamment déceler la distance de focalisation expérimentale et en déduire les écarts angulaires entre les différents sous-blocs. La figure 2 représente le faisceau divergent SAB émis par

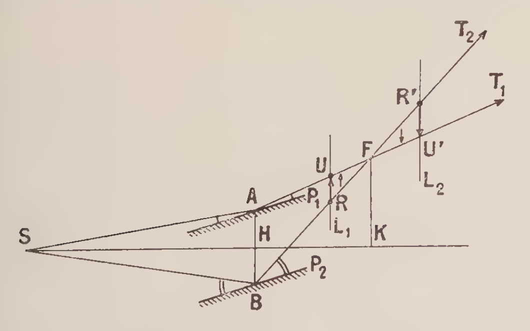


Fig. 2. — Principe du montage.

la source S, qui a 0,7 mm de côté dans l'expérience présente, irradiant l'éprouvette AB. La portion de l'éprouvette baignée par le faisceau a 30 × 6 × 1 mm. P_1 et P_2 sont les plans diffractants extrêmes, AT_1 et BT_2 les rayons qu'ils diffractent. Le point F de focalisation dépend de l'angle entre P_1 et P_2 que l'on peut facilement calculer connaissant les distances HK de l'échantillon au point de focalisation et FK de la bande de diffraction au rayon incident moyen.

La figure 2 est située dans le plan passant par le rayon incident moyen et normal à la grande face de l'éprouvette. Si une bande de déformation AB était normale à la grande dimension de l'éprouvette et située dans le plan de la figure, elle donnerait sur un film L_1 normal au rayon incident moyen situé entre H et K un trait RU, R provenant de B et U de A. Mais si le film L_2 était situé après K le trait R'U' serait renversé par rapport à RU et BA.

Dans le cas habituel les bandes de déformation ne sont pas normales à la grande dimension de l'éprouvette mais obliques. De ce fait, les traits qu'elles produisent dans les bandes de diffraction, en L_1 par exemple, sont aussi obliques ; à la focalisation, en F,

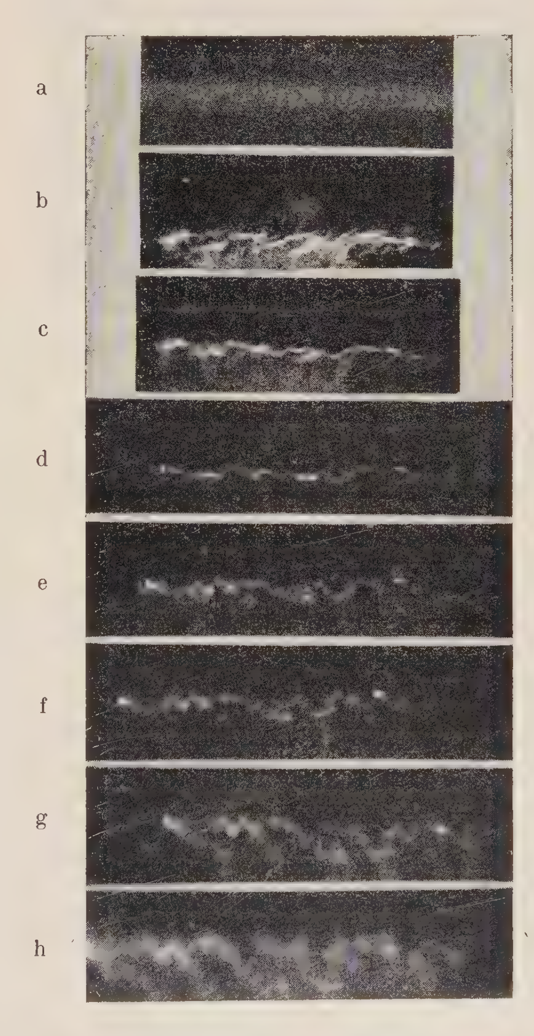


Fig. 3. — Traits des bandes de diffraction en fonction de la distance éprouvette-film. Cette distance est, de haut en bas : a) 3,8 cm ; b) 3,8 cm ; c) 4 cm ; d) 5 cm ; e) 6 cm ; f) 6,7 cm ; g) 9 cm ; h) 10 cm. Distance source-éprouvette : 9,3 cm.

ils deviennent horizontaux et après F l'inclinaison est inversée.

La figure 3a représente une bande de diffraction d'un cristal presque parfait. Les autres figures 3 représentent une même bande de diffraction parsemée de traits, chaque trait est donné par une bande de déformation. De la figure 3b à la figure 3d, la distance échantillon-film passe de 3,8 cm à 5 cm et les traits obliques deviennent horizontaux. Ils redeviennent ensuite obliques mais dans l'autre sens à partir de la figure 3e. On en déduit que la distance de focalisation est donnée par la position du film 3d. D'un calcul simple on déduit que l'écart angulaire entre les plans diffractants extrêmes est de 1°.



Fig. 4. — Structure des traits.

De plus, la ponctuation des traits, visible sur la figure 3 et sur l'agrandissement représenté par la figure 4, indique un groupement des microcristallites en unités assez grandes que nous appellerons sous-blocs. Un calcul très simple montre qu'ils ont environ 0,5 mm de diamètre. L'écart angulaire entre ces sous-blocs est de 3′.

En définitive, on avait montré que les bandes de déformation sont formées de régions très petites faisant un faible écart angulaire entre elles [4]. D'autres auteurs ont aussi mis en évidence qu'elles sont moins allongées et moins dures que la matrice, mais que leur diagramme de Laue présente un astérisme plus prononcé [6]. La méthode utilisant l'extinction X [4] et celle utilisant les essais mécaniques [6] conduisent donc au même résultat : les éléments cristallins des bandes de déformation tournent davantage que la matrice sous l'effet de la déformation plastique par traction. Et nous venons de montrer dans le présent travail que les éléments cristallins se groupent en sous-blocs qui, eux aussi, tournent autour d'un axe parallèle à l'axe de traction.

Pour expliquer le mouvement des sous-blocs autour de l'axe de traction il suffit, semble-t-il, de faire appel au principe du glissement rotationnel des plans de glissement pendant la déformation plastique, comme nous l'avions fait pour les microcristallites. L'interprétation à l'aide de la théorie des dislocations devient alors assez simple.

[1] Brown (A. F.) et Honeycombe (R. W. K.), Micro-slip in metal crystals, *Phil. Mag.* [7], 1951, **42**, 1146.
[2] Barrett (C. S.), Structure des métaux, éd. Dunod, Paris, 1957, p. 348-350.
[3] Honeycombe (R. W. K.), Inhomogeneities in the plastic deformation of metal crystals, *J. Inst. Met.*, 1951, **1**, 45.
[4] Latière (H. J.) et Michaud (R.), *Rev. Métall.* (à paraître).
[5] Latière (H. J.), Limite entre la polygonisation et la recristallisation, *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 46 S.
[6] Jourdan (C.), Communication personnelle.

3. — Classification des particules élémentaires, règles de sélection pour leur production et leur désintégration ;

par M. A. Visconti.

Étude des règles de sélection absolues et relatives pour les interactions fortes, faibles et électromagnétiques, application.

SÉANCE DU 13 FÉVRIER 1960

Présidence de M. R. Mérigoux.

Les Communications suivantes ont été présentées :

(*) **1. — Description d'un appareillage destiné à étudier sous vide les propriétés optiques d'une couche mince ;**

par MM. R. Philip et R. Rivoira,
Laboratoire de Physique générale,
Faculté des Sciences de Marseille.

Sommaire. — *On a réalisé un appareillage permettant les mesures sous vide des facteurs de réflexion, de transmission d'une couche mince ainsi que celles des variations de phase d'une onde lumineuse lorsqu'elle se réfléchit sur la couche. On a été amené à réaliser un mécanisme permettant le réglage sous vide d'un étalon de Perot-Fabry. On présente quelques résultats obtenus.*

I. Introduction. — Les propriétés optiques d'une couche mince varient comme on le sait avec sa structure. Cette dernière dépend de nombreux facteurs : les uns interviennent au moment de la formation des couches (température du support, température du creuset, nombre de particules arrivant sur le support par unité de temps et de surface, etc.) ; d'autres interviennent après leur formation (action des agents chimiques de l'air, action mécanique de l'air, etc.). On doit donc chercher comment varient les propriétés optiques des couches en fonction de chacun de ces facteurs. On élimine en particulier l'action de l'air en étudiant ces couches sous vide, dès qu'elles sont formées. L'appareillage que nous avons réalisé permet de mesurer sous vide les facteurs de transmission T, de réflexion côté vide R, côté support R' d'une couche et la variation de phase d'une onde lumineuse, lors de sa réflexion dans le support sur le métal $\Delta r'$ ou dans le vide sur le métal Δr.

Aucun des appareils réalisés jusqu'à ce jour n'avait permis d'effectuer sous vide la mesure des variations de phase à la réflexion sur le métal Δr. Cette mesure est intéressante si l'on veut, en particulier, déterminer les constantes optiques d'une couche métal-

lique très mince. Dans ce cas, en effet, une mesure de variation de phase est généralement indispensable en plus des mesures des facteurs de réflexion et de transmission. On a tout intérêt à effectuer ces mesures en un même point de la couche. Or, avec la technique employée, la mesure de $\Delta r'$ nécessite l'utilisation d'un support à faces planes et parallèles. Au contraire, les mesures de Δr, R, R', T peuvent être effectuées sur un même support prismatique. Ce sont donc ces dernières mesures qui fournissent les résultats les plus cohérents et qui permettent généralement les meilleures déterminations des constantes optiques.

II. Principe des mesures et de l'appareillage a utiliser. — Si l'on veut non seulement déterminer les constantes optiques des couches mais aussi étudier leurs diverses propriétés, on doit déposer le métal simultanément sur les deux supports ci-dessus. Ces supports sont ici en quartz.

Pour étudier la variation des propriétés optiques avec l'épaisseur des couches, il faut que ces dernières soient toutes préparées dans les mêmes conditions. Le moyen le plus sûr est de les obtenir simultanément. Dans ce but on fait tourner un disque, genre disque de Talbot, entre le creuset et les supports en quartz, très près de ces derniers. Les couches ainsi préparées ont des épaisseurs qui croissent en progression arithmétique.

Les facteurs de réflexion et de transmission s'obtiennent en comparant les faisceaux réfléchis ou transmis par la couche à ceux réfléchis ou transmis par le support nu [1]. Il faut donc prévoir un écran permettant d'obtenir, sur les deux lames de quartz, des régions non métallisées. Cet écran doit être enlevé sitôt la vaporisation terminée.

Les variations de Δr ou $\Delta r'$ se déduisent de la mesure des diamètres d'anneaux d'égale inclinaison formés par réflexion sur la couche à étudier [2]. Cette couche est déposée, soit sur l'une des lames d'un étalon de Perot-Fabry pour Δr, soit sur la lame à faces planes et parallèles pour $\Delta r'$. Dans les deux cas on compare encore les anneaux obtenus par réflexion sur le métal à ceux obtenus par réflexion sur le quartz nu. La mesure de $\Delta r'$ ne nécessite aucun réglage préalable, le parallélisme et la planéité des deux faces de la lame de quartz étant réalisés par construction. Au contraire, la mesure de Δr impose l'assemblage sous vide des deux lames de l'étalon de Perot-Fabry, après métallisation de l'une d'elles. Il faut ensuite prévoir un réglage, sous vide, de cet étalon.

Les mesures sont faites en incidence normale. La direction des faisceaux lumineux incidents et la direction des faisceaux réfléchis ou transmis par la couche doivent rester fixes. Or, l'ensemble des réglages et des mesures rappelés ci-dessus impose le déplacement des lames de quartz. On doit donc pouvoir les déplacer dans un plan perpendiculaire au faisceau incident. Pour cela, on les fixe sur un chariot pouvant se déplacer dans ce plan suivant deux directions perpendiculaires. Ce chariot permet d'amener sous un tournevis toutes les vis commandant les divers réglages à effectuer.

III. Description de l'appareil et d'un cycle complet d'opérations. — L'appareil est représenté par la figure 1. L'évaporateur est limité par un manchon cylindrique en acier fermé à ses extrémités par deux platines métalliques. La visibilité à l'intérieur de l'appareillage est assurée par deux hublots disposés à 90° sur le manchon.

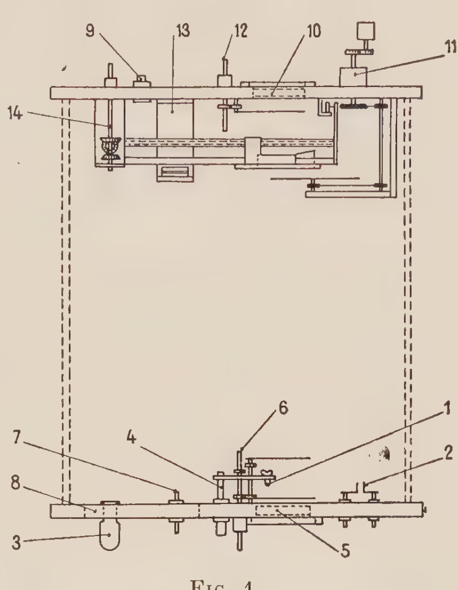


Fig. 1.

a) *Vaporisation.* — On fait le vide dans l'évaporateur, les lames de quartz étant placées sur leur support au-dessus du creuset (1) qui est chauffé électriquement (4). Lorsque le vide est suffisant on procède à un nettoyage ionique en faisant passer la décharge entre deux électrodes à haute tension (2). Une jauge à ionisation (3) permet de contrôler le vide obtenu (généralement voisin de 5.10^{-5} mm de mercure). On cache ensuite au moyen d'écrans les hublots en quartz (5) et (10) disposés sur les platines. Ces hublots sont utilisés pour le passage des faisceaux lumineux nécessaires aux mesures. On dispose aussi un écran au-dessus du creuset lui-même. Ces divers écrans, mobiles autour d'un axe, sont mis en place au moyen d'engrenages commandés par des passages à vide tournant et coulissant (6) et (12) ; (12) est aussi utilisé comme tournevis. Quelques minutes après ce dégazage on met en mouvement le disque de Talbot, on enlève l'écran disposé au-dessus du creuset et on procède à la vaporisation proprement dite du métal à étudier. Le disque de Talbot tourne à une vitesse de 600 tr/mn environ ; il est entraîné par un moteur (11). La vaporisation terminée, le chariot sur lequel reposent les lames de quartz métallisées, permet d'amener successivement chacune des couches en position de mesures. Il permet aussi de présenter et de fixer une lame d'étalon non métallisée sous la lame prismatique comportant les couches à étudier. On constitue ainsi l'étalon de Perot-Fabry nécessaire aux mesures de Δr. La lame d'étalon non métallisée repose durant la vaporisation sur le support en L (13). Sur cette même lame est posée une couronne en silice comportant les trois cales à 120° nécessaires à tout étalon de Perot-Fabry. Ces cales ont 1 mm d'épaisseur. (14) est la commande du chariot suivant deux directions perpendiculaires.

(7) est une borne H. T. servant au fonctionnement

d'un canon à électrons utilisable à la place du creuset.

(8) est l'orifice du système du pompage.

(9) est une commande d'entrée d'air.

b) *Manipulations en vue des mesures à effectuer.* — Toutes ces mesures nécessitent le déplacement du chariot supportant les lames à métalliser. La figure 2 représente ce chariot. En (1) est fixée la lame à faces planes et parallèles, en (2) la lame prismatique. (4) est l'écran mobile permettant d'obtenir sur chaque lame les régions non métallisées nécessaires aux mesures.

Pour mesurer R, R', T il suffit de déplacer le chariot et d'amener l'image d'un diaphragme à se former successivement sur chacune des couches déposées sur la lame (2) puis sur le quartz nu. On compare, à l'aide d'une cellule à multiplicateurs d'électrons, les faisceaux réfléchi ou transmis par chaque couche à ceux réfléchi ou transmis par le support nu.

Pour effectuer la mesure de $\Delta r'$ on photographie de même les anneaux d'égale inclinaison obtenus en éclairant successivement chacune des couches déposées sur la lame à faces parallèles (1), puis sur le quartz nu. Le faisceau incident doit alors pénétrer dans l'évaporateur par le hublot de la platine supérieure.

Pour mesurer Δr, on doit d'abord assembler les deux lames de l'étalon de Perot-Fabry. La lame non métallisée sur laquelle sont posées les cales est sertie dans une monture. Un tenon fixé à cette monture vient s'engager dans une rainure (5) du chariot et facilite le centrage des deux lames l'une par rapport à l'autre ; la lame non métallisée est placée au-dessous de l'autre. Un dispositif commandé par vis permet ensuite : de fixer rigidement au chariot la monture de la lame non métallisée (6) ; de libérer la lame (2) de ses supports et de la faire reposer librement sur les cales ; d'agir sur la tension de trois petits ressorts (3) pour régler le parallélisme des deux faces utiles de l'étalon. Il n'y a plus qu'à comparer la phase au centre des anneaux d'égale inclinaison obtenus par réflexion sur chacune

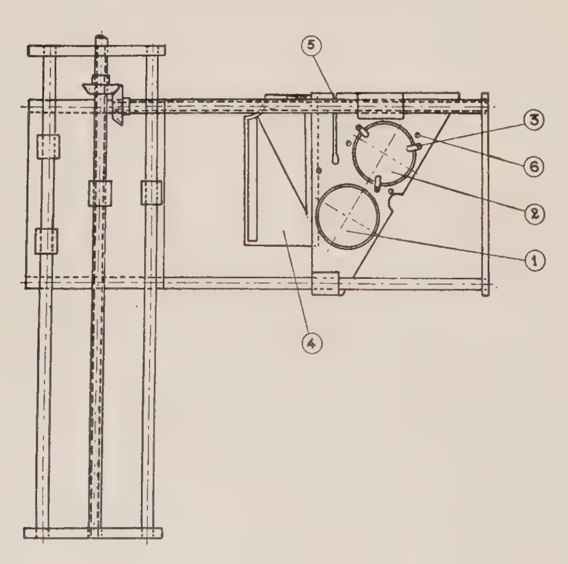


Fig. 2.

des couches métalliques ou sur le quartz nu. Pour la mesure de Δr le faisceau incident pénètre dans l'évaporateur par le hublot situé sur la platine inférieure.

Le réglage d'un tel étalon est facilité par le fait que les deux lames sont horizontales. Sous la seule action de la pesanteur il arrive souvent que le parallélisme des deux faces utiles de l'étalon soit déjà assez bien réalisé pour que l'on aperçoive les anneaux sans agir sur les ressorts de réglage (3).

IV. Montage optique. — La figure 3 en donne le schéma de principe.

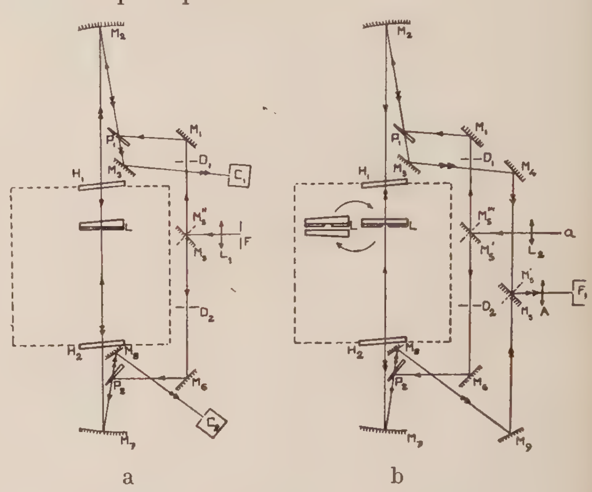


Fig. 3. — a) Mesure des facteurs de réflexion et de transmission ; b) mesure des variations de phase Δr et $\Delta r'$: F, fente de sortie d'un monochromateur ; a, arc mercure-cadmium ; L_1, L_2, lentilles formant l'image de la source lumineuse sur le diaphragme D_1 ou D_2 ; D_1, D_2, diaphragmes ; P_1, P_2, lames semi-réfléchissantes ; M_2,M_7, miroirs concaves formant l'image de D_1 ou de D_2 sur la lame L à étudier ; M_1, M_3, M_4, M_5, M_6, M_8, M_9, miroirs plans ; H_1, H_2, hublots transparents ; C_1, C_2, cellules à multiplicateurs d'électrons IP 28 ; F_1, fente d'entrée d'un spectrographe ; A, lentille achromatique formant sur le plan de F_1 l'image du plan focal de M_2 ou de M_7.

Les miroirs plans M_8 et M_5 peuvent tourner de 90° (M_8'' et M_5') suivant les mesures à effectuer.

V. Résultats. — Les figures 4 et 5 montrent quelques-uns des résultats obtenus avec cet appareil.

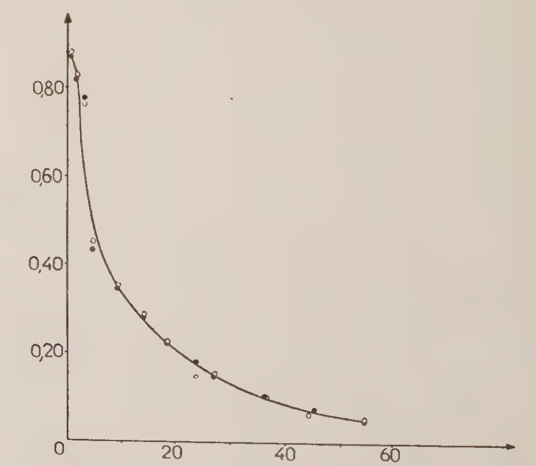


Fig. 4. — Variation du facteur de transmission T (en ordonnée) d'une couche d'or en fonction de son épaisseur massique en millimicrons (en abscisse) pour $\lambda = 4\ 800$ Å.

La figure 4 montre la variation du facteur de transmission T d'une couche d'or en fonction de son épaisseur pour $\lambda = 4\,800$ Å. Les mesures ont été effectuées sous vide (points noirs) et à l'air (cercles blancs).

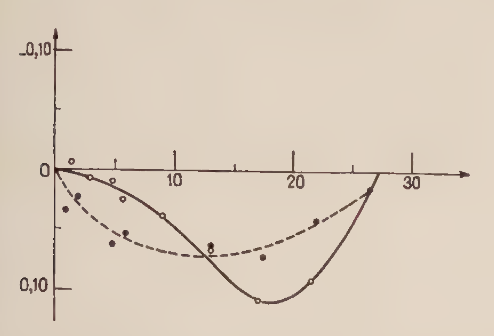


Fig. 5. — Variation du changement de phase Δr (retard en fraction de λ porté en ordonnée) en fonction de l'épaisseur massique en millimicrons (en abscisse) pour $\lambda = 4\,358$ Å.

La figure 5 montre la variation du changement de phase Δr en fonction de l'épaisseur de la couche pour $\lambda = 4\,358$ Å. Ces mesures ont nécessité le réglage de l'étalon de Perot-Fabry sous vide. La courbe en pointillé est relative aux mesures faites sous vide, celle en trait plein est relative aux mesures faites à l'air.

VI. Conclusion. — Cet appareillage offre donc de grandes possibilités de mesures. Cependant, la durée totale de ces mesures est assez longue à cause des opérations de réglage qui sont très délicates. Une évolution des couches sous vide est encore possible au cours des mesures.

[1] Malé (D.), Thèse, *Ann. Physique* [12], 1954, **9**, 10.
[2] Rouard (P.), Thèse, *Ann. Physique* [11], 1937, **7**, 291.

2. — Le nouveau spectrographe installé au foyer coudé du télescope de 1,93 m de l'Observatoire de Haute-Provence ;

par M. C. Fehrenbach.

La discussion de la luminosité des spectrographes astronomiques montre que l'ouverture numérique de l'objectif de chambre doit être supérieure à une certaine ouverture numérique efficace μ_e. Cette ouverture ne dépend que du diamètre du télescope. Le télescope de 1,93 m nécessite un objectif ouvert à $F/2$, pour une turbulence de 1″. Pour le télescope du Mont-Palomar, cette ouverture serait de $F/1$.

La dispersion souhaitée impose les dimensions du système dispersif ; le calcul de ces dimensions montre que seuls les réseaux modernes permettent la construction de spectrographes lumineux.

Le grand spectrographe Coudé de l'Observatoire de Haute-Provence comprend deux réseaux de 15 × 20 cm interchangeables et 5 chambres dont les rapports d'ouverture sont de $F/1{,}1$ à $F/15$. Les chambres de Schmidt sont du type Arnulf-Lyot ; les miroirs ont des dimensions comprises entre 40 et 80 cm. L'ensemble, qui pèse 2 t, est disposé dans le laboratoire Coudé qui est à température constante. L'appareil fonctionne dans d'excellentes conditions, de l'ultraviolet à l'infrarouge lointain, et donne des dispersions allant de 3 Å/mm à 78 Å/mm.

Il a été possible d'obtenir des spectres d'étoiles de 8e grandeur pour la dispersion de 4 Å/mm et de 10e grandeur pour la dispersion de 10 Å/mm.

On a projeté une vingtaine de spectres obtenus avec cet instrument.

3. — Aspect analytique des caractéristiques des triodes et des pentodes ;

par M. L. Sideriades,
Docteur ès Sciences,
Ingénieur Civil E. N. S. T.,
Chargé de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique.

On reprend la théorie des caractéristiques des triodes d'un point de vue différent du procédé classique. Un schéma élémentaire ($v_k = 0$, v_g variable, v_p constant) définit une caractéristique statique $i_p(v_g)$:

$$i_p = p(u_0 + v_g), \qquad i_p > 0,$$

p étant la pente et — u_0 la tension de coupure dans l'approximation linéaire. Un ensemble de mesures (tracés de caractéristiques) pour différentes valeurs constantes de v_p met en évidence un faisceau de caractéristiques parallèles (donc p est fixe) ainsi que la proportionnalité des tensions de coupure aux tensions fixes de plaque (axiome expérimental) :

$$v_{pi}/u_{0i} = \text{Cte} = \mu.$$

Le rapport de proportionnalité est le coefficient d'amplification. D'où il résulte d'après $p = \mu/R_i$, que la résistance interne est aussi constante. On peut alors pour toute variation continue de v_p expliciter la caractéristique statique sous la forme

$$i_p = p\left(\frac{v_p}{\mu} + v_g\right).$$

C'est la relation bien connue

$$R_i\, i_p = v_p + \mu\, v_g.$$

On généralise ce résultat en considérant un potentiel de cathode quelconque v_k. L'état d'équilibre statique pour le schéma (v_k, v_e, v_p) est le même (à une différence de potentiel v_k près) que celui du schéma ($v_k = 0$, $v_g = v_e - v_k$, $v_p - v_k$) pour lequel la caractéristique statique est

$$i_p = p\left(\frac{v_p - v_k}{\mu} + v_e - v_k\right).$$

En d'autres termes, on obtient, par ce procédé de synthèse, l'équation générale, dans l'hypothèse linéaire, de la surface caractéristique d'une triode, soit

$$R_i\, i_p = v_p + \mu\, v_e - (1 + \mu)\, v_k.$$

Moyennant l'hypothèse complémentaire de la translation des caractéristiques suivant v_g (sensiblement confirmée par l'expérience), il est possible de donner des approximations non linéaires de manière à serrer

davantage la réalité. On définit une approximation hyperbolique permettant une représentation paramétrique de la surface caractéristique, ainsi qu'une approximation parabolique ; cette dernière, de par sa simplicité, rend les plus grands services pour toute étude de circuits comportant des lampes.

L'étude ainsi conçue permet de mettre en évidence des résultats intéressants, en particulier :

le rôle du courant de grille et la définition de $i_g(v_g)$; la caractéristique du courant de grille apparaît comme étant la caractéristique statique $i_p(v_g)$ extrême (passant par l'origine) ;

le déplacement des caractéristiques suivant la structure du circuit extérieur à la lampe fait mieux comprendre la notion de caractéristique dynamique ; un tel déplacement est, par exemple, une rotation convenable dans le cas d'une polarisation automatique.

On étend dans une deuxième phase le même procédé d'étude au cas plus complexe des pentodes. On définit d'abord la « triode composante » avec ses paramètres caractéristiques ν, S_i (ν, analogue du coefficient d'amplification μ d'une triode ; S_i, analogue de la résistance interne R_i). En déconnectant la grille-écran portée à une tension différente de celle de la plaque, on met en évidence le même axiome expérimental concernant la proportionnalité des tensions de coupure aux tensions fixes d'écran. Mais cette propriété n'est pas réversible si on permute les rôles de l'écran et de la plaque. On montre ainsi que la grille-écran joue le rôle de la plaque dans le déplacement des caractéristiques et que la tension de plaque n'intervient dans l'équation de la caractéristique que par un coefficient très faible ε tel que $\varepsilon = S_i/R_i$ (R_i étant la résistance interne habituelle de la pentode, donc très grande par rapport à S_i). La considération du courant d'écran, qui s'ajoute ici au courant de plaque dans la cathode, permet de définir l'équation générale, dans l'hypothèse linéaire, de la surface caractéristique d'une pentode, soit

$$S_i \, i_p = v_s + \nu \, v_g + \varepsilon \, v_p - (1 + \nu) \, v_k.$$

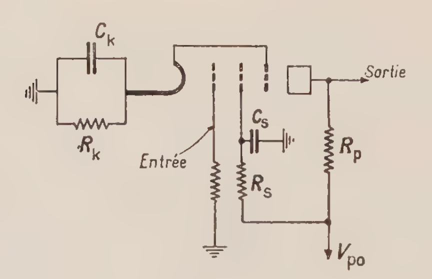


Fig. 1.

Si on considère le schéma de la figure 1, en l'absence des capacités de découplage C_k et C_s, on obtient, pour l'équation de la caractéristique dynamique,

$$i_p = \frac{\nu p}{\sigma + \rho \nu} (u_0 + v_e)$$

$$\begin{cases} \nu = pS_i, & \rho = (p + q) \, R_k, \\ \lambda = qR_s, & \sigma = \nu + \lambda + \rho. \end{cases}$$

Le gain maximum ne peut dépasser $\nu/4$ pour une amplitude maximale (sans déformation) du signal égale à u_0.

Avec les capacités C_k et C_s, l'équation de la caractéristique dynamique devient

$$i_p = p \left(\frac{\nu}{\sigma + \rho \nu} u_0 + v_e \right).$$

Le gain maximum est $(\sigma + \rho\nu)/4$ (donc très augmenté par rapport au cas précédent) et l'amplitude maximale du signal sans déformation diminuée n'est plus que $\nu u_0/(\sigma + \rho\nu)$.

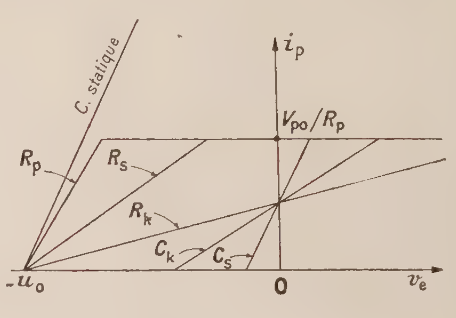


Fig. 2.

On peut voir sur la figure 2 le déplacement que subit la caractéristique statique au fur et à mesure de l'insertion des paramètres qui composent le circuit extérieur de la lampe représentée sur la figure 1.

Dans l'hypothèse non linéaire, on ne retient qu'l'approximation parabolique. L'étude permet aisément de mettre en évidence le déplacement des caractéristiques suivant la stabilisation obtenue par polarisation automatique des circuits de cathode et d'écran. Elle met surtout en garde contre les erreurs, parfois énormes, obtenues par l'application des formules classiques dans le calcul des amplificateurs, lorsque la charge de plaque n'est plus sélective. La vérification expérimentale montre que l'erreur est de l'ordre de 5 % (au lieu de 100 % et plus avec la théorie classique).

Cette étude suppose la grille « suppressor » reliée à la cathode. On montre enfin l'influence de cette grille lorsqu'elle est isolée.

SECTION LANGUEDOC
(Montpellier)

SÉANCE DU 5 DÉCEMBRE 1959

1. — Progrès récents dans les techniques de la spectroscopie infrarouge ;

par Mlle A.-M. Vergnoux,
Faculté des Sciences de Montpellier.

Les perfectionnements apportés aux techniques infrarouges dans ces dernières années ont porté :

a) sur l'élargissement du domaine spectral ;

b) sur l'augmentation du pouvoir de résolution

c) sur l'adaptation des appareils à des problèmes nouveaux.

a) Utilisant, soit des prismes transparents jusqu'à 50 μ, soit des réseaux échelettes à petit nombre de traits, ainsi que des détecteurs pneumatiques à large cible et grande sensibilité comme les détecteurs de Golay, on peut actuellement couvrir le domaine s'étendant du visible à $\lambda = 1$ mm.

Les performances des appareils pourraient être multipliées par un facteur 10 ou 15 (en refroidissant le récepteur, ainsi que son enveloppe, et les organes du spectromètre placés immédiatement en avant du récepteur).

b) Les spectromètres à prismes, intéressants encore pour l'exploration rapide d'un spectre et les mesures d'intensité, tendent à être remplacés par des appareils à réseaux, beaucoup plus lumineux pour le même pouvoir de résolution.

Les interféromètres du type Perot-Fabry, qui n'existent guère encore que dans le très proche infrarouge, permettent d'attendre des pouvoirs de résolution plus élevés.

Deux méthodes interférométriques récemment appliquées à l'infrarouge semblent être fort intéressantes.

L'une utilise l'analyse de Fourier d'un signal provenant d'une modulation d'un interféromètre à deux ondes.

Dans la deuxième, l'appareil est analogue à un interféromètre de Michelson où les miroirs sont remplacés par des réseaux, la longueur d'onde désirée étant sélectionnée par l'amplitude de la modulation de la différence de marche variant en fonction du temps.

c) Pour obtenir l'étude des spectres de réflexion, d'émission ainsi que les mesures d'intensité et de biréfringence des cristaux, il sera nécessaire de modifier les appareils du type industriel ; en particulier, il faudra placer les montages polarimétriques entre le spectromètre et le récepteur. Un dispositif à convergence variable du faisceau de sortie se montre aussi très utile. Enfin, pour une bonne mesure des intensités on aura avantage à mesurer aussi, pour la même longueur d'onde et séparément, l'intensité incidente.

(*) 2.— Oscillateurs sinusoïdaux stabilisés en amplitude, pour l'alimentation de ponts d'impédances ;

par M. R. Jouty,
Faculté des Sciences de Montpellier.

La sensibilité d'un pont d'impédances est limitée le plus souvent en pratique par le fait que l'on ne peut normalement obtenir l'équilibre, c'est-à-dire l'annulation de la tension efficace aux bornes de la diagonale contenant le détecteur, que pour une seule fréquence à la fois. Si le générateur, placé dans l'autre diagonale, fournit tant soit peu d'harmoniques, le passage par l'équilibre pour la fréquence fondamentale correspond seulement à un minimum dans l'indication du détecteur, minimum dont la localisation, en fonction des deux paramètres (résistance et réactance) dont on dispose pour équilibrer le pont, présente toujours une marge notable d'incertitude.

La fréquence apparaît explicitement dans la condition d'équilibre d'un pont tel que celui de Robinson. Elle ne figure pas dans la condition d'équilibre des ponts usuels de Sauty, Maxwell, etc. L'équilibre de ces derniers dépend quand même en pratique de la fréquence, à cause des inévitables capacités et impédances parasites de câblage, et les harmoniques du signal fourni par le générateur y sont à peu près aussi gênants que dans le premier cas. Il est donc souhaitable, dans tous les cas, de pouvoir alimenter le pont au moyen d'un signal bien sinusoïdal.

Une deuxième condition doit être satisfaite dans le cas d'un pont utilisé à des mesures différentielles : beaucoup de grandeurs physiques peuvent être traduites sous formes de petites variations d'une impédance (capteurs de pression, déplacement, etc.). La mesure de ces variations s'effectue commodément, en valeur relative, par la mesure de la tension de déséquilibre du pont. Dans ces conditions, le pont ne fonctionne plus en appareil de zéro et il est essentiel que la tension alternative qui l'alimente soit maintenue constante.

Cette deuxième condition, avec les schémas usuels d'oscillateurs, est en contradiction avec la première et l'utilisateur doit se contenter d'un compromis. Le montage classique comporte un circuit RC inséré dans la grille de l'oscillateur. Si celui-ci n'est pas trop couplé, l'oscillation qui s'établit est celle dont l'amplitude est juste suffisante pour amener la grille au potentiel 0 lors des crêtes positives et faire circuler un courant de grille qui recule le point de fonctionnement et diminue le gain, jusqu'à l'obtention d'un régime stable. Ce mécanisme de régulation d'amplitude implique un léger écrêtage, d'où distorsion notable du signal de sortie. Pour éviter cette distorsion, il faudrait disposer un circuit de polarisation fixe convenablement ajusté et s'arranger pour que l'oscillation n'utilise qu'une portion très réduite de la caractéristique. Il faudrait donc que la condition éolienne soit satisfaite au plus juste. Du même coup, la moindre variation du point de fonctionnement ou des caractéristiques du tube se traduirait par une variation inadmissible de l'amplitude de l'oscillation ou même par le décrochage de l'oscillateur.

On est donc amené à l'idée d'un oscillateur travaillant à niveau très faible, mais dont le point de fonctionnement serait tout de même astreint à se déplacer sur la caractéristique en fonction de l'amplitude, dans le sens convenable, de manière à obtenir un régime stable. La solution consiste évidemment à repartir du schéma classique, mais en séparant complètement la fonction oscillation et la fonction redressement servant à « mesurer » l'amplitude. On est ainsi conduit au schéma de principe ci-après (*fig.* 1). L'oscillateur proprement dit, travaillant à très bas niveau, est suivi d'un amplificateur, puis d'un circuit de redressement et filtrage. La tension continue ainsi obtenue est plus ou moins proportionnelle à l'amplitude d'oscillation. On l'oppose à une tension fixe (tube à gaz et diviseur de tension par exemple) et la différence ainsi obtenue sert à polariser la grille de l'oscillateur. Si l'amplitude tend à croître, le point de fonctionnement recule, le gain de la lampe diminue et l'amplitude se stabilise à une valeur voisine de la valeur de départ. Avec un amplificateur de gain suffisant, on pourra en principe obtenir un taux de régulation aussi élevé que l'on voudra et rendre l'amplitude pratiquement indé-

pendante des variations de la tension d'alimentation, et de la charge.

Si le signal de sortie est prélevé à la sortie de l'amplificateur, il faut bien entendu veiller à ce que celui-ci n'introduise pas d'harmoniques et, par conséquent, le munir d'un circuit de contre-réaction énergique.

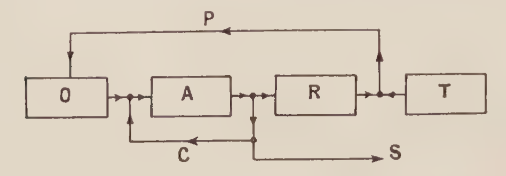


Fig. 1. — O, oscillateur ; A, amplificateur ; R, redressement et filtrage ; T, tension de référence ; P, polarisation ; C, contre-réaction ; S, signal de sortie.

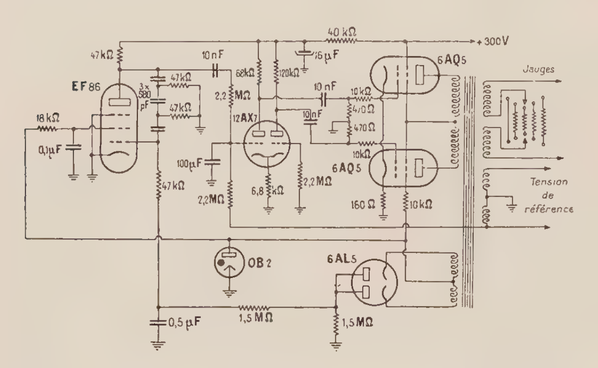


Fig. 2.

Ces principes ont d'abord été appliqués à la construction d'un oscillateur 1 000 Hz destiné au montage d'extensométrie décrit dans la communication suivante (*fig.* 2). L'oscillateur fournit un signal de 10,5 V, avec un taux de distorsion de l'ordre de 3/1 000 ; la tension de sortie ne varie pas de manière décelable (moins de 0,5 %) pour des variations de la tension d'alimentation de ± 25 % ; elle ne varie pas non plus en fonction de la charge, du moins tant que la puissance demandée n'excède pas les possibilités de l'étage push-pull de sortie. La constante de temps de la régulation est sensiblement celle du circuit de filtrage, soit environ 0,5 s. En cas de saute brutale de la tension d'alimentation, il en résulte un à-coup momentané de l'amplitude, peu gênant en pratique en raison de l'absence de variation à long terme.

Un montage très analogue quant aux principes, mais assez différent quant aux détails de la réalisation, a été construit pour fonctionner à 2 MHz. Une élimination très poussée des harmoniques a été obtenue en réduisant à moins de 0,01 V l'amplitude de l'oscillation sur la grille. La stabilité obtenue est comparable, vis-à-vis des fluctuations du réseau, à celle du montage à 1 000 Hz.

3. — Montage d'extensométrie à deux voies à grande sensibilité ;

par M. R. Jouty,

Faculté des Sciences de Montpellier.

Ce montage a été construit en vue d'études sur le mécanisme de la formation du copeau d'usinage. Il est nécessaire de déterminer la grandeur et la direction de l'effort de coupe, ce qui implique la mesure simultanée de deux composantes de force. Cette mesure s'effectue au moyen d'un porte-outil dynamométrique fonctionnant en poutre encastrée. Cette poutre, à section rectangulaire uniforme, porte quatre jauges de 600 Ω collées sur ses quatre faces. Les jauges situées sur deux faces opposées travaillent l'une à la compression, l'autre à l'extension ; elles sont insérées dans deux branches adjacentes du pont constituant l'une des voies de mesure. Cette disposition double la sensibilité et compense en grande partie les effets de température. Il est souhaitable de disposer de porte-outil aussi rigides que possible ; ceci conduit à rechercher la sensibilité maximum du pont de mesure. La durée de chaque mesure étant de l'ordre de la minute, on peut admettre par contre une dérive modérée et régulière du zéro, à l'inverse de ce qui se passe pour les équipements disponibles dans le commerce, où la recherche de la stabilité à long terme conduit à se contenter d'une sensibilité relativement réduite.

L'organe de base de notre montage est l'oscillateur 1 000 Hz décrit dans la communication précédente. Pour réduire encore la dérive d'origine thermique, les troisième et quatrième bras de chaque pont sont constitués chacun par une jauge provenant du même lot que celles utilisées pour la mesure ; elles sont collées sur les deux faces d'un plateau d'acier ; l'ensemble de la tête de pont ainsi constituée est enfermé dans un capot métallique qui réduit les dyssymétries thermiques dues à la convection (le dégagement de chaleur dans les jauges par effet Joule n'est pas négligeable) ; il en est de même pour les jauges collées sur le dynamomètre. La liaison entre tête de pont et dynamomètre s'effectue par câbles souples bifilaires blindés (un pour chaque voie). Les connexions soudées ont été depuis remplacées par des prises Jaeger, qui facilitent les changements de dynamomètres. Ces prises, essayées au début avec scepticisme, en raison de la très grande stabilité de contact exigée, donnent à l'usage toute satisfaction.

Le réglage du zéro se fait, pour chaque voie, au moyen de résistances de réglage branchées en parallèle sur les jauges tête de pont. Il comporte un réglage grossier et un réglage fin, grâce à une chaîne comprenant deux résistances fixes de 5 000 Ω, une résistance à curseur de 1 000 Ω et un potentiomètre hélicoïdal de 3 Ω.

Lorsque la sensibilité maximum n'est pas nécessaire, on réduit la tension fournie par l'oscillateur (au moyen de résistances insérées entre les deux moitiés de l'enroulement symétrique de sortie), de manière à réduire l'échauffement des jauges et la dérive correspondante. Les deux voies sont desservies par deux groupes distincts d'enroulements du transformateur de sortie.

Les petites dyssymétries de capacité du câblage sont compensées au moyen de condensateurs ajustables (un par voie et par sensibilité). Faute de modèles commerciaux donnant satisfaction aux points de vue de la finesse et de la stabilité du réglage, ces condensateurs ont été construits sur place ; ils comprennent simplement un manchon de polyéthylène (tronçon de câble coaxial) avec une électrode extérieure constituée par un tube métallique, enfilé à chaud et une électrode interne réglable, constituée par une vis à métaux engagée dans la cavité centrale.

L'amplificateur qui fait suite au pont de jauges doit,

pour obtenir la sensibilité requise, avoir un gain pouvant atteindre 10^6. Les mesures étant effectuées par déséquilibre du pont, et non par une méthode de zéro, ce gain doit être stabilisé par une contre-réaction énergique, avantageusement fractionnée en plusieurs boucles. Le souci de rendre le gain indépendant d'une éventuelle dérive de la fréquence de l'oscillateur exclut l'emploi de circuits accordés. Le mode de construction adopté se rapproche finalement de la technique des amplificateurs linéaires utilisés en physique nucléaire : il comporte une succession de groupes de deux étages couplés par résistance, avec boucle de contre-réaction autonome pour chaque groupe. Les deux premiers groupes sont identiques, avec deux pentodes EF 86 et un gain à vide de 2 000, ramené à 175 par la boucle de contre-réaction. Le dernier groupe comporte deux doubles triodes fonctionnant en push-pull, avec sortie par transformateur à point milieu. Son circuit de contre-réaction comporte un commutateur donnant quatre valeurs régulièrement échelonnées du gain. Le signal de sortie est redressé au moyen d'un démodulateur en anneau (à redresseurs secs), sensible à la phase. La tension de référence, qui alimente la deuxième diagonale de l'anneau, est prélevée sur l'oscillateur par l'intermédiaire d'un étage séparateur (cathode asservie + transformateur) distinct pour chacune des deux voies. Cette précaution est indispensable pour éviter toute réaction entre les deux voies de mesure. Le signal redressé est finalement appliqué à un enregistreur CIMEL à servomoteur (un pour chaque voie).

L'ensemble est installé dans une baie standard et fonctionne depuis un an de manière satisfaisante. La sensibilité maximum disponible permet de déceler avec fidélité des variations relatives de résistance de l'ordre de 10^{-7} (moins de 10^{-4} Ω sur des jauges de 600 Ω). La limitation provient de fluctuations à court terme d'origines diverses, mais dues pour une large part aux variations de capacité et de résistance des câbles souples utilisés pour la liaison avec les dynamomètres. Il serait souhaitable de pouvoir disposer de câbles bifilaires à conducteurs de forte section et grand nombre de brins, centrés dans une gaine de grand diamètre (pour diminuer la capacité par rapport au blindage).

La dérive proprement dite, deux heures après la mise en route, équivaut à une variation relative de résistance qui ne dépasse pas 10^{-6} par heure. Elle pourrait probablement être réduite par l'emploi de jauges à coefficient de température adapté à la dilatation du support, disponibles depuis peu dans le commerce.

SECTION SUD-EST

(*Grenoble*)

SÉANCE DU 20 JANVIER 1960

1. — Configurations de spins ordonnés ;

par M. E. F. Bertaut,

Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du Métal, Grenoble.

On décrit deux méthodes qui permettent de trouver des configurations de spins ordonnés. La première appelée « méthode directe » est basée sur l'hypothèse que chaque spin voit le même voisinage [1].

La deuxième méthode part du fait expérimental que dans toutes les structures magnétiques, connues jusqu'aujourd'hui, les spins sont en phase dans des plans perpendiculaires à un vecteur de propagation $\vec{k}$. En exprimant l'énergie d'échange en fonction de $\vec{k}$ on détermine $\vec{k}$ par la condition que l'énergie doit être minimum [1]. La méthode permet de retrouver toutes les structures magnétiques classiques, prévues par Néel (MnO, ferrites spinelles, grenats ferrimagnétiques [2]) et de prévoir dans le cas des spinelles cubiques des modèles ayant une énergie d'échange plus faible que ceux de Yafet et Kittel [3].

Les méthodes indiquées élargissent le cadre de structures magnétiques possibles auxquelles les groupes bicolores de Shubnikov ne suffisent plus, en remplaçant le concept de périodicité vectorielle par celui plus large de périodicité angulaire. Un mémoire plus détaillé paraîtra ailleurs.

[1] Bertaut (E. F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **250**, 322.
[2] Néel (L.), *Ann. Physique*, 1948, **3**, 137 ; *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 8.
[3] Yafet (Y.) et Kittel (C.), *Phys. Review*, 1952, **87**, 290.

2. — Une méthode de calcul des tenseurs sphériques ;

par MM. Y. Ayant et J. Thomas,

Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du Métal, Grenoble.

On peut exprimer de façon simple les opérateurs Y^λ_μ dans la base $|M, J>$. On sait que, T^λ_μ étant un tenseur sphérique,

$$< j'm'|T^\lambda_\mu|jm > = < j'\|T^\lambda_\mu\|j > C^{j'\ j'\lambda}_{m'\ m\mu}.$$

Pour Y^λ_μ, avec $j = j'$, on peut poser

$$< j,m+\mu|Y|jm > = < j,m+\mu|J^\mu_+|jm > P^{\lambda j}_\mu(m),$$

les autres éléments étant nuls, $P^{\lambda j}_\mu(m)$ étant un polynôme en m de degré $\lambda - \mu$. En effet Y^λ_μ est un tenseur d'ordre λ, dont les composantes sont des polynômes de x, y, z, donc de J_x, J_y, J_z à des coefficients multiplicatifs près. En exprimant J_x et J_y à l'aide de J_+ et J_- et utilisant les relations de commutation, on aboutit à un polynôme avec J^μ_+ en facteur commun à gauche d'un polynôme de J_z et J^2.

En appliquant les relations de commutation et en posant

$$P^{\lambda j}_\mu = (-1)^\mu \sqrt{\frac{(\lambda-\mu)\,!}{(\lambda+\mu)\,!}}\, Q^{\lambda j}_\mu\,(m),$$

on aboutit à

$$Q^{\lambda j}_\mu(m+1) - Q^{\lambda j}_\mu(m) = Q^{\lambda j}_{\mu+1}(m), \qquad (1)$$

m variant de $j - \mu$ à $-j$ par pas entiers.

En appliquant les relations d'orthogonalité des coefficients de Clebsch-Gordan, on trouve, par ailleurs,

$$\sum_m Q^{\lambda j}_0\, Q^{\lambda' j}_0 = A\delta_{\lambda\lambda},$$

A étant une constante de normalisation et $\delta_{\lambda\lambda'}$ le symbole de Kronecker.

On prend pour les $Q_0^{\lambda j}$ les polynômes définis par cette relation, et la relation (1) permet de trouver les $Q_\mu^{\lambda j}$. Ces polynômes généralisent en quelque sorte les polynômes de Legendre. Des tables en ont été dressées par Weinberg jusqu'à $\lambda = 10$ sous la forme [1]

$$Q_0^{\lambda j} = \sum_p R_{p\lambda}(n)\, m^p, \quad \text{avec } n = 2j + 1.$$

Weinberg donne une relation de récurrence permettant de calculer les R. On peut déterminer la constante de normalisation $R_{\lambda\lambda}$ (que Weinberg prenait égale à 1) dans chaque cas particulier en prenant le coefficient de Clebsch-Gordan m = j et on détermine ainsi les opérateurs cherchés (et accessoirement les valeurs des $C_{m\mu m+\mu}^{j\lambda j}$).

Nous avons utilisé les opérateurs ainsi calculés pour exprimer les hamiltoniens d'un ion terre rare dans un environnement approximativement cubique. Les calculs interprètent les résultats expérimentaux de Boakes, Garton, Ryan et Wolf [2] sur le gallate d'ytterbium et feront l'objet d'une publication ultérieure.

[1] Birge (R. T.) et Weinberg (J. W.), *Phys. Review*, 1947, **72**, 298.
[2] Boakes (D.), Garton (G.), Ryan (D.) et Wolf (W. P.), *Proc. Phys. Soc.*, 1959, **74**, 663.

3. — Sur les variations d'aimantation dues à des échauffements et des refroidissements ;

par M. O. Yamada,
Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du métal, Grenoble.

Sur la courbe de première aimantation et en différents points du cycle d'hystérésis à saturation, on étudie les variations d'aimantation, dans un champ appliqué constant, dues à des variations de température. Sur la figure 1 sont portées les valeurs des aimantations d'un acier au carbone en fonction du nombre de cycles thermiques décrits entre 16° C et 60° C, en partant soit de 16° C, soit de 60° C. Dans le domaine de Rayleigh on observe nettement une augmentation d'aimantation due au premier changement de la température de l'échantillon quel que soit le sens de variation de la température. Les augmentations d'aimantation à la suite d'une première variation de température sont en général plus faibles pour un refroidissement que pour un échauffement. Sur la branche descendante du cycle d'hystérésis, on observe cependant les diminutions de l'aimantation.

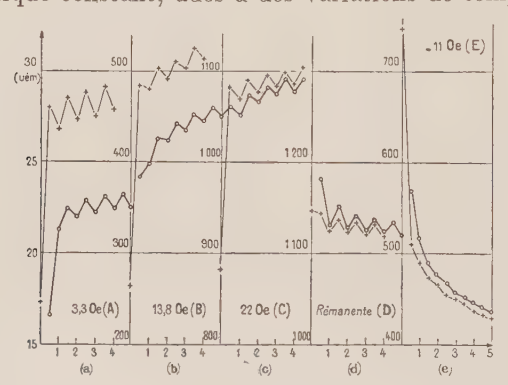


Fig. 1. — Variations d'aimantation d'un fil d'acier en fonction de nombre de cycles thermiques, porté en abscisse (○ : température initiale 16° C, + : température initiale 60° C) : a) dans le domaine de Rayleigh, correspondant au point A sur la courbe d'aimantation dans la figure 2 b) au point B avant le point correspondant au maximum de la susceptibilité irréversible ; c) au point C après le maximum de la susceptibilité irréversible ; d) rémanente, correspondant à D sur le cycle d'hystérésis ; e) au point E sur la branche descendante du cycle d'hystérésis.

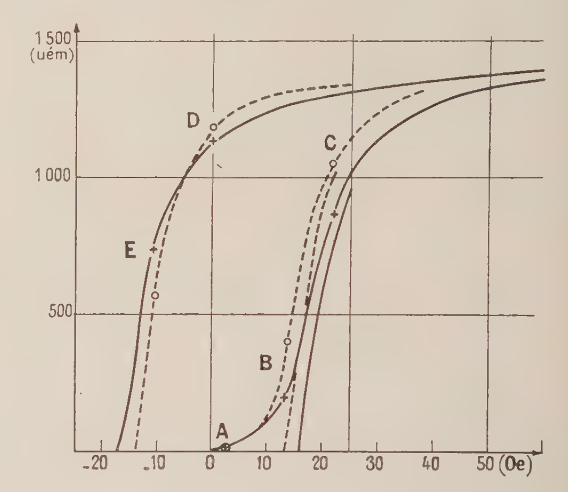


Fig. 2. — La courbe de première aimantation et le cycle d'hystérésis de l'échantillon d'acier étudié
(———— + ———— 16° C)
(— — — — ○ — — — — 60° C).

On montre que la variation d'aimantation due au premier changement de l'aimantation comprend deux parties : une première partie qui vient de la variation de la courbe de l'aimantation, une deuxième partie qui représente la variation pure de l'aimantation due à un échauffement ou un refroidissement. On constate que cette variation pure d'un premier échauffement est identique à celle d'un premier refroidissement si l'on tient compte des changements des courbes d'aimantation avec la température.

On observe aussi que la valeur de l'aimantation évolue avec le nombre de cycles thermiques entre deux températures différentes. Ce phénomène de reptation thermique passe par un maximum pour une valeur de champ élevée vis-à-vis du champ coercitif comme dans le cas de la reptation du champ magnétique [1], [2].

[1] Néel (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **244**, 2441 et 2668.
[2] Nguyen Van Dang, *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 3034.

SÉANCE DU 24 FÉVRIER 1960

1. — Ondes de spin dans les grenats de terres rares ;

par M. B. Dreyfus,
Laboratoire de Basses Températures, Grenoble.

Dans l'hypothèse d'interactions de Heisenberg entre premiers voisins magnétiques de chaque espèce, l'auteur calcule rigoureusement le spectre des ondes de

spin au centre de la zone et le développement limité de la branche « acoustique ». Un grand nombre de branches « optiques » nouvelles sont ainsi obtenues. Elles sont toutes antiferromagnétiques à l'origine. Une fonction de partition magnétique est calculée pour les grenats, en tenant compte de ces nouveaux modes, et comparée, avec succès au moins dans le cas du grenat de gadolinium, aux résultats connus sur la variation thermique de l'aimantation spontanée et la chaleur spécifique au-dessous de 20° K.

2. — Étude par microscopie et diffraction électronique de dépôts épitaxiaux sur support de mica ;

par MM. J. C. Bruyère et R. Montmory.

Cette Communication fera l'objet d'une Note aux *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences.*

3. — Interaction quadrupolaire nucléaire dans le cuivre écroui ;

par M. P. Averbuch,
Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du Métal, Grenoble.

Dans un métal cubique, comme le cuivre, une déformation, rompant la symétrie, crée un gradient de champ au niveau du noyau. Une mesure de cet effet est le rapport γ entre le gradient de champ vu par le noyau et celui créé par les ions considérés comme ponctuels (1).

Bloembergen et Rowland [1] avaient donné 60 pour ce rapport en se basant sur des mesures indirectes dans les alliages Cu-Zn. Ils négligeaient l'effet de charge, dont ultérieurement Friedel [2], Blandin et Daniel [3] ont montré l'importance. Des mesures directes [4] faites en comparant la distorsion, mesurée par diffraction de rayons X, et l'élargissement des raies de résonance nucléaire, sur le même échantillon écroui par limage, ont donné pour γ une valeur voisine de 1.

On peut interpréter ce résultat en séparant les effets des ions d et des électrons de conduction. Ces derniers sont peu influencés par les déformations [5], au moins en ce qui concerne la fonction d'onde de bas de bande.

Par contre les ions d qui se polarisent dans un gradient de champ [6] se trouvent, dans le cas du cuivre, gros par rapport aux distances interatomiques. Et c'est leur répulsion naturelle, qui rend compte par ailleurs de la valeur des coefficients élastiques [5], qui explique l'absence d'effet Sternheimer dans le cuivre métallique.

[1] Bloembergen (N.) et Towland (T. J.), *Acta Metall.*, 1953, **1**, 731.
[2] Friedel (J.), *Nuovo Cimento*, 1958, **7**, 287.
[3] Blandin (A.) et Daniel (E.), *J. Phys. Chem. Sol.*, 1959, **10**, 126.

(1) Il n'est pas prouvé que les deux tenseurs soient proportionnels. Mais cela ne change pas, du moins qualitativement, les conclusions ultérieures.

[4] Averbuch (P.), de Bergevin (F.) et Müller-Warmuth (W.), *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **249**, 2315.
[5] Fuchs (K.), *Proc. Roy. Soc.* [A], 1936, **153**, 622.
[6] Sternheimer (R.), *Phys. Review*, 1954, **93**, 734.

SÉANCE DU 9 MARS 1960

Les particules étranges ;

par M. L. Leprince-Ringuet,
Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France.

SÉANCE DU 16 MARS 1960

1. — Mesure du décalage interne dans un alternateur à l'aide d'un chronomètre électronique ;

par MM. E. Pillet et M. Sabatier,
Laboratoire d'Électrotechnique
de l'Institut Polytechnique, Grenoble.

La technique des impulsions associées à deux vecteurs sinusoïdaux dont on veut mesurer le déphasage a permis, en utilisant un chronomètre électronique, de mesurer le décalage interne avec une précision supérieure au dixième de degré électrique.

Nous avons constaté :

1° que le décalage interne décrivait un cycle de variations semblable à un cycle d'hystérésis ;

2° que ce cycle influençait énormément les valeurs de la réactance transversale de l'alternateur ;

3° que la réactance transversale n'était pas une constante et dépendait de la saturation des différentes parties du circuit magnétique de l'alternateur.

2. — Résonance magnétique nucléaire des protons de l'eau des zéolites ;

par MM. P. Ducros,
Laboratoire de Minéralogie et de Cristallographie,
Faculté des Sciences de Paris,

et X. Paré,
Laboratoire de résonance magnétique, Grenoble.

La figure de résonance des protons dans les alumino-silicates de la famille des zéolites se compose de deux raies fines (0,1 G), identiques, situées à égale distance de part et d'autre du champ de résonance du proton libre à la fréquence utilisée (16 MHz).

Cet effet a pu être expliqué par le fait que la rotation rapide des molécules d'eau sur elles-mêmes fait prendre à la direction proton-proton diverses orientations dont la distribution n'a pas la symétrie sphérique à cause de l'influence du squelette cristallin [1].

Lorsque le cristal tourne autour d'un axe de symétrie d'ordre supérieur à 2, qui reste normal au champ H_0, l'écartement des raies reste constant. La largeur des raies varie dans le cas des axes d'ordres 3 et 4 mais reste constante si l'axe est d'ordre 6. On en déduit que l'écartement des raies a les propriétés d'un tenseur d'ordre 2 et la largeur celles d'un tenseur d'ordre 4.

Aux basses températures, il ne se produit pas de « point de congélation » brusque, mais le temps de corrélation calculé à partir de T_2 aux diverses tempé-

ratures permet d'obtenir la valeur de l'énergie d'activation de rotation qui est voisine de 0,25 eV.

Les auteurs proposent d'utiliser cet effet de résonance pour l'étude d'équilibres chimiques et isotopiques. Ils montrent l'apparition d'un triplet supplémentaire du proton dû aux molécules HDO lorsqu'une fraction de l'eau est remplacée par D_2O.

Un article détaillé paraîtra dans le *Bulletin de la Société française de Minéralogie et de Cristallographie.*

[1] Averbuch (P.), Ducros (P.) et Paré (X.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **250**, 322.

3. — Étude par résonance nucléaire du tellure et de certains alliages du thallium ;

par M. R. Vijayaraghavan.

SÉANCE DU 23 MARS 1960

(en liaison avec la Société Mathématique de France)

L'hérédité en dynamique théorique ;

par M. T. Vogel,
Directeur du Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes de Marseille.

SECTION SUD-EST

(*Lyon*)

SÉANCE DU 29 JANVIER 1960

(*) 1. — L'étoile symbiotique Z Andromedae ;

par Mlle M. Bloch,
Observatoires de Lyon et de Haute-Provence.

Z Andromedae fait partie du petit groupe d'étoiles très particulières dites « symbiotiques ». Ce nom leur a été donné parce qu'elles présentent simultanément dans leurs spectres les caractères des étoiles très froides, de type avancé M, et ceux, au contraire, des étoiles très chaudes des premiers types spectraux.

Des étoiles froides, elles ont le fond continu dont le gradient correspond à une température de couleur basse, et qui est strié par des absorptions : absorptions atomiques des métaux et bandes moléculaires de l'oxyde de titane. Elles s'apparentent aux étoiles chaudes par de nombreuses raies d'émission, pour beaucoup fort intenses, qui appartiennent aux spectres d'éléments très divers et portés à des états d'ionisation très différents aussi. On y trouve la plupart des raies observées dans les nébuleuses planétaires, ce qui conduit à penser que, dans les symbiotiques comme dans les nébuleuses, ces émissions sont excitées par un rayonnement très chaud dans une enveloppe diluée. De plus, ces étoiles montrent des variations extrêmement importantes qui, jusqu'ici, n'ont pas pu être expliquées.

Parmi une dizaine d'étoiles symbiotiques que l'on connaît, Z Andromedae est l'une des plus intéressantes. De 1923 à 1947, elle a été observée successivement par H. H. Plaskett à l'Observatoire de Victoria, par Swings et Struve à l'Observatoire de MacDonald et par Merrill au Mont Wilson. Au cours de ces années, elle a subi des variations d'éclat de l'ordre de la 8e à la 11e magnitude et son spectre a présenté des aspects très différents. Les raies métalliques ont donné parfois des émissions et parfois des absorptions. Les raies nébulaires ont été très intenses à certaines dates, presque inexistantes à d'autres. De même, les absorptions ont été soit très fortes, soit absentes.

Depuis 1948, Tcheng Mao-Lin et moi avons observé Z Andromedae à l'Observatoire de Haute-Provence avec un spectrographe à un prisme de flint monté sur le télescope de 120 cm d'ouverture (dispersion : 37 Å/mm à 3 800 Å, 130 Å/mm à 5 000 Å, 320 Å/mm à Hα). Jusqu'en 1958, nous n'avons pas constaté de changements aussi importants que ceux des années antérieures. Les raies d'émission, avec quelques variations d'intensité relative, sont restées les mêmes. On peut les diviser en deux catégories :

a) le spectre stellaire proprement dit, formé par des raies de faible excitation qui sont celles de H I, He I, Fe II, [Fe II], Mg II, C II, Ti II, Cr II, V II, Si II,..., toutes raies dont le potentiel d'ionisation n'excède pas 25 eV ;

b) le spectre nébulaire comprenant des raies de forte excitation de He II, N III, O III, [O III], [Ne III], [Ne V], [S II], [Fe III], [Fe VII] et, depuis 1954, [Ca VII].

Les bandes d'absorption de TiO ont toujours été visibles et se sont renforcées de 1948 à 1954 tandis que la température de couleur du fond continu diminuait graduellement de 5 000 à 3 500° K ; elles n'ont pas sensiblement varié de 1954 à 1958.

De 1948 à 1958, l'éclat de l'étoile n'a pas considérablement changé ; des mesures photométriques de 1956-1957 donnent : magnitude visuelle $\simeq$ 10,5, magnitude photographique $\simeq$ 12.

Brusquement, entre le 9 et le 30 juin 1959 d'après les observations de Weber, Z Andromedae a subi une sorte d'explosion qui l'a amenée aux magnitudes visuelle de 9,5 environ, photographique de 10 environ, où elle est demeurée à peu près stationnaire jusqu'en novembre.

Du 9 octobre au 3 novembre, je l'ai observée à l'Observatoire de Haute-Provence, d'abord au même spectrographe à prisme utilisé les années précédentes, puis, avec M. Fehrenbach, au grand spectrographe à réseau du foyer coudé du télescope de 193 cm qui venait d'être mis en service. Grâce à cet instrument, nous avons obtenu de très beaux spectrogrammes en utilisant successivement des dispersions de 19,4 Å/mm et de 9,6 Å/mm. Ces clichés nous permettent de mesurer les longueurs d'onde des raies avec une grande précision et, par conséquent, d'assurer des identifications avec certitude et d'obtenir des vitesses radiales.

Ces observations montrent des changements importants dans le spectre de Z Andromedae par rapport aux années précédentes.

1° Les absorptions ont à peu près disparu ; il n'en reste que des traces de quelques fortes bandes de l'oxyde de titane : 5 448 Å (0-1), 6 158 Å (1-4). La température de couleur du fond continu est remontée aux alentours de 5 000° K.

2° En ce qui concerne les raies d'émissions :

a) quelques-unes des raies nébulaires ont beaucoup

diminué d'intensité, en particulier celles de plus forte excitation de [Fe VII] ; [Ca VII] n'est plus visible, mais d'autres raies nébulaires restent très brillantes qui appartiennent aux spectres de He II, N III, O III, [O III], [Ne III], [Ne V] ;

b) les raies de faible excitation sont devenues plus nombreuses et plus intenses. La série de Balmer de l'hydrogène est très fortement développée ; avec la plus grande dispersion, on sépare les raies d'ordre élevé jusqu'à H 36. Au delà, le spectre continu de l'hydrogène se manifeste avec une très forte discontinuité en émission.

Un grand nombre de raies de He I et de Fe II ont une grande intensité ; les raies de transitions interdites de Fe II sont très faibles par rapport à celles des transitions permises. D'autres raies, plus faibles, nombreuses aussi, appartiennent aux spectres de métaux ionisés Ti II, Cr II, C II, Mg II, Ca II, Si II, V II, Sc II et quelques-unes à ceux de métaux neutres Fe I, Mg I, Si I.

Aucune solution satisfaisante n'a encore été trouvée pour expliquer tous les phénomènes observés dans les étoiles symbiotiques. On a d'abord essayé de les assimiler à des systèmes doubles formés d'une étoile très chaude et d'un compagnon froid à atmosphère étendue dans laquelle prendraient naissance les absorptions d'une part et, de l'autre, les raies nébulaires. Mais cette hypothèse a soulevé bien des objections et l'on croit plutôt maintenant qu'il s'agit d'étoiles simples avec un noyau très chaud, petit, dense, entouré d'une atmosphère très étendue, consistant probablement en des enveloppes multiples, partielles, qui tirerait son existence d'une combinaison de pression de radiation, de turbulence et de rotation stellaire.

(*) 2. — Calcul du coefficient d'aimantation diamagnétique des molécules à atomes liés par de simples covalences ;

par M. C. Courty,
Chaire de Chimie physique,
Faculté des Sciences de Lyon.

Le fait que le coefficient d'aimantation diamagnétique χ d'une orbite électronique est de la forme

$$-10^6 \chi = k \frac{n^2}{(Z-\sigma)^2}\left[\frac{5}{2} n^2 - \frac{3l(l+1)-1}{2}\right]$$

et que $(Z-\sigma)^2$ est lié à l'énergie W de l'électron par la relation $(Z-\sigma)^2 = k' n^2 W$, permet d'écrire

$$-10^6 \chi = \frac{K}{W}\left[\frac{5}{2} n^2 - \frac{3l(l+1)-1}{2}\right]$$

k, k', K étant des constantes faciles à déterminer, Z, n et l les grandeurs connues et σ la constante d'écran. Le diamagnétisme se trouve ainsi lié à l'énergie de l'électron, d'où la possibilité de le calculer, d'une part pour l'atome libre [1], d'autre part pour l'atome combiné, lorsque, de ce fait, son énergie a varié. Mais le rayon de l'orbite peut avoir varié également en cours de liaison. Comme l'énergie est liée à ce dernier par $W = -(Z-\sigma)e^2/2R$, si cette énergie diminue de ΔW le rayon diminuera de ΔR et nous aurons, en remarquant que W est une grandeur négative,

$$W + \Delta W = -(Z-\sigma)e^2/2(R-\Delta R)$$

et, par suite,

$$W/(W+\Delta W) = (R-\Delta R)/R.$$

Mais pour une constante d'écran qui demeure réellement constante on peut poser, pour l'orbite, $-10^6 \chi = K'R^2$ de sorte qu'une variation de ΔW de l'énergie se traduit par

$$-10^6 \chi' = K'(R-\Delta R)^2,$$

soit, finalement,

$$\chi'/\chi = W^2/(W+\Delta W)^2.$$

Ainsi donc, si la constante d'écran est susceptible de varier, le rapport des coefficients d'aimantation est le rapport inverse des énergies respectives et si c'est le rayon orbital qui varie, il faut considérer ce rapport élevé au carré.

Ces considérations sont particulièrement à retenir pour l'hydrogène qui n'a pas, libre, de constante d'écran mais peut en avoir en combinaison.

Dans la molécule H_2 on peut admettre que chaque électron indiscernable n'a à subir aucun effet d'écran lorsqu'il est dépendant d'un seul noyau, ce qui, par raison de symétrie, est simultanément le cas de l'autre. Comme l'énergie de l'électron vaut 13,527 eV dans l'hydrogène libre et 15,6 eV dans l'hydrogène lié à lui-même, conformément à ce qui précède, nous poserons

$$\chi_{\text{H lié}}/\chi_{\text{H libre}} = 13{,}527/15{,}6,$$

ce qui donne avec $-2{,}384.10^{-6}$ (calculé) pour le coefficient d'aimantation de l'atome libre la valeur $-2{,}067.10^{-6}$ pour l'atome d'hydrogène dans la molécule H_2.

Cependant, dans les molécules autres que H_2 où le rayon orbital est susceptible de varier il faudra faire intervenir le rapport des énergies élevé au carré pour l'hydrogène.

Molécules diatomiques. — Considérons les molécules diatomiques suivantes : F_2, Cl_2, Br_2, I_2, HF, HCl, HBr, HI, puis H_2O, H_2S, NH_3, enfin les molécules organiques CH_4, C_2H_6, CH_3Cl, CH_3Br, CH_3I, C_2H_5Cl, C_2H_5Br, C_2H_5I.

Cela porte à vingt leur nombre, en comprenant H_2. Dans toutes ces molécules à liaisons covalentielles simples le coefficient d'aimantation n'est pas celui qui résulterait des coefficients des atomes libres précisément parce que l'énergie des électrons de liaison a varié. Cependant ces variations sont toujours faibles devant l'énergie électronique, de sorte que la simple additivité donne déjà, avec les coefficients que nous avons pu calculer pour les atomes libres [2], un résultat convenable. Notre calcul se ramène alors à une légère rectification du coefficient atomique suivie d'une addition. Pour les molécules des halogènes la méthode ne présente aucune difficulté. Nous admettons simplement que l'énergie d'ionisation de chaque molécule, qui est connue, est en fait l'énergie d'ionisation de chaque atome non libre, mais lié. On détermine alors une

nouvelle constante d'écran pour l'électron de valence, on la corrige comme on l'a fait pour l'atome libre et le calcul final est le même que pour ce dernier.

Considérons maintenant les hydracides halogénés. L'énergie d'ionisation de la molécule doit se rapporter à l'un des atomes seulement. Nous admettrons qu'elle concerne celui des atomes dont l'énergie d'ionisation à l'état libre s'en rapproche le plus. Pour cet atome le calcul du diamagnétisme est le même que pour les halogènes ci-dessus. Pour l'autre atome il faut tenir compte de l'énergie de liaison « halogène-hydrogène » qui, confrontée avec l'énergie d'ionisation nouvelle de l'atome lié, montre, compte tenu de l'ancienne énergie de ce même atome à l'état libre, comment se répartit l'énergie de liaison. Le calcul du diamagnétisme s'en déduit.

Pour l'eau, H_2S et NH_3 l'énergie d'ionisation de la molécule concerne respectivement H, S et H. On admet que les H sont identiques dans ces molécules et le calcul ne présente pas plus de difficultés que pour les molécules précédemment considérées.

Il va de soi que les électrons qui ne participent pas aux liaisons gardent les valeurs diamagnétiques déjà calculées pour les atomes libres [3].

Composés organiques. — Ici il faut tenir compte de l'hybridation tétragonale des orbitales du carbone. Le calcul des énergies des quatre électrons les plus externes de cet élément donne respectivement : 11,265 ; 24,244 ; 43,343 ; 61,509. (Remarquons que les énergies de première, seconde,..., quatrième ionisations seraient de 11,265 ; 24,377 ; 47,866 ; 64,478.)

Nous prenons simplement la moyenne entre ces quatre valeurs et nous avons quatre électrons à valences dirigées, se comportant comme des électrons p, à énergie négative de 35,090 eV. (La moyenne des quatre énergies d'ionisation donnerait 36,996 5 eV.)

L'énergie d'ionisation du méthane, 14,5 eV, attribuée à l'hydrogène confère à chaque H le coefficient $-2{,}074\,8.10^{-6}$. Compte tenu de l'énergie de liaison C-H, estimée à 3,949 eV, on trouve pour chaque électron de valence $-1{,}370\,8.10^{-6}$ comme diamagnétisme, soit $-5{,}632\,6.10^{-6}$ pour l'atome de carbone C lié à H. Finalement le coefficient d'aimantation de la molécule CH_4 serait de $-13{,}932.10^{-6}$ alors que l'expérience donnerait $-12{,}2.10^{-6}$ (?).

Cet écart n'est pas à considérer car le même raisonnement appliqué à l'éthane conduit à un coefficient de $-26{,}972.10^{-6}$ alors que l'expérience donne -27.10^{-6} et, toujours avec le même calcul, nous retrouverons pour les dérivés halogénés du méthane d'excellents résultats. La valeur expérimentale — 12,2 pour CH_4 est certainement faible.

Dans le cas de l'éthane, naturellement, il faut tenir compte de la liaison C-C, dont on connaît l'énergie, et le calcul est évident puisqu'on connaît l'énergie d'ionisation de la molécule du carbure.

Quant aux dérivés halogénés du méthane on a constaté que l'ionisation de la molécule portait sur les atomes de halogène. On calcule donc leur coefficient d'aimantation. On en déduit l'énergie perdue par le carbone connaissant l'énergie de liaison carbone-halogène. Reste à déterminer les parts prises par C et par H dans les trois liaisons C-H du radical CH_3. C'est là qu'apparaît la preuve de l'inexactitude du coefficient χ du méthane car, en prenant les mêmes résultats que pour CH_4 donnés par le calcul, on aboutit à des valeurs en accord avec l'expérience. Si l'on prenait le radical CH_3 avec le diamagnétisme que lui conférerait la valeur expérimentale supposée exacte on aurait une bonne valeur pour le chlorure mais des valeurs s'écartant des valeurs expérimentales pour le bromure et l'iodure respectivement de — 5,4 et — 4,1 % alors que les nôtres s'écartent de — 2,1 et — 1,9 % seulement.

Pour les halogénures d'éthyle un travail récent [4] nous a donné les bases expérimentales du calcul, soit les potentiels d'ionisation des molécules et même une nouvelle énergie de liaison carbone-halogène différente de celle existant pour les halogénures de méthyle. Nous avons fait scrupuleusement le calcul avec ces données. Ce sont encore les halogènes qui s'ionisent dans la molécule. Devant ces variations des énergies de ces atomes nous avons utilisé comme valeur du coefficient d'aimantation du radical méthyle non plus celle qui découlerait du diamagnétisme calculé du méthane, mais celle résultant du coefficient χ calculé pour l'éthane. Nous avons fait de même pour le radical $-CH_2-$. Il apparaît, sans aucun doute, que le diamagnétisme des radicaux subit de légères variations selon leur position. L'examen attentif des valeurs expérimentales connues concernant les carbures saturés, et non plus le calcul (qui, pour être correct, exige l'énergie d'ionisation des molécules, que nous ne connaissons pas), conduit à admettre pour les radicaux $-CH_3$, $-CH_2-$, $-CH=$ des valeurs qui seraient, multipliées par 10^6, —11,892 9 et —13,485 9 pour $-CH_3$ dans le méthane et dans l'éthane, puis —10,916 0 pour $-CH_2-$ d'après l'éthane mais —12,4140 et —12,250 1 selon que le $-CH_2-$ est près d'un $-CH_3$ ou d'un autre $-CH_2-$ et encore faut-il faire une exception pour le $-CH_2-$ compris entre deux $-CH_3$ du propane qui doit valoir —12,628 2. Quant au $-CH=$ son diamagnétisme est de l'ordre de —11 alors qu'il vaut, comme nous le verrons dans la prochaine communication, —9,423 7 dans le schéma de Kékulé du benzène et —7,687 2 dans celui de Dewar. Le tableau III résume nos résultats que nous allons interpréter.

Interprétation des résultats. — Répétons que l'additivité des coefficients d'aimantation des atomes libres calculés conduit déjà à une valeur correcte, ce qui donne un certain crédit à nos méthodes de calcul qui n'avaient pu se vérifier pour les atomes libres que dans le cas des gaz inertes. Ce résultat en justifie sa généralisation.

Les écarts avec les valeurs expérimentales [5] se manifestent dans le cas où la liaison de covalence ne suffit pas à expliquer la structure moléculaire. Mais alors, si l'autre mode de liaison entrant en jeu par le fait de la mésomérie est la liaison ionique, on peut déduire des valeurs calculées et expérimentales la part relative de liaison ionique intervenant. Le calcul fait pour HCl est en plein accord avec la valeur admise par Pauling dans son ouvrage classique [6]. Nous pouvons le faire à titre d'exemple pour l'hydrogène sulfuré. La valeur expérimentale —25,5 est éloignée de celle qui résulte de nos calculs qui supposent que dans l'ionisation de H_2S c'est S qui s'ionise. (Si on admettait que c'est H on aurait comme coefficient calculé —26,935 5 ; avec l'ionisation de S on a —23,850 8 ; la moyenne —25,394 1 serait correcte.) En admettant que la diamagnétisme de l'ion S^{2-} soit de $-37{,}506.10^{-6}$

et un diamagnétisme nul pour les protons, l'équation

$$37{,}506\, x + 23{,}851\, (100—x) = 2\,550$$

conduit à 12 % de liaison ionique.

Mais l'intérêt des résultats ci-dessus ne réside pas à proprement parler sur les calculs de diamagnétisme, mais sur la possibilité de répartir les énergies de liaison entre les électrons de valence.

Voici (tableau I) les pertes d'énergie de l'électron de l'hydrogène dans ses liaisons.

Tableau I

Molécules →	H_2	HF	HCl	HBr	HI	H_2O	H_2S	NH_3	CH_4	CH_3-CH_3
Pertes (eV)	2,073	5,578	0,273	— 0,327	— 0,727	— 0,967	3,741	— 1,673	0,973	— 0,727
Pertes (%)	50	95,2	6,2	— 7,9	— 19,0	— 16,6	98,3	— 27,9	75,3	— 15,5

Ces valeurs indiqueraient que H est le plus facile à enlever dans les cas de HBr, HI, H_2O, NH_3, C_2H_6 où l'atome *gagne* de l'énergie au lieu d'en perdre.

Le même raisonnement appliqué aux radicaux CH_3, CH_2, CH montre que l'additivité des coefficients d'aimantation des atomes libres conduirait aux valeurs —13,110 pour CH_3, —10,726 pour CH_2, —8,342 pour CH. Le fait que toutes les valeurs expérimentales sont supérieures montre que H est facilement déplaçable de ces radicaux et, de fait, dans l'éthane d'abord, dans les autres carbures ensuite, l'hydrogène gagnerait de l'énergie dans la liaison, le carbone, si l'on peut dire, faisant les frais de la perte d'énergie de l'ensemble, y compris l'emprunt que lui fait l'hydrogène. Or il est remarquable de constater que cette énergie prise par H est la plus grande possible dans CH puis dans CH_2 voisin d'un radical méthyle enfin dans les CH_2 en corps de chaîne. On pourrait même estimer le potentiel d'ionisation de H dans les hydrocarbures saturés qui serait, en électronvolts, 12,8 pour CH_3 (méthane excepté), 11,21 pour un CH_2 en position α, 12,38 pour les CH_2 en corps de chaîne.

Je n'ai pas encore examiné avec assez d'attention le cas de CH mais il est probable que l'énergie d'ionisation est largement inférieure à 11 eV.

Les pertes d'énergie des halogènes sont également instructives ; elles seraient données par le tableau II.

Tableau II

Molécules	CH_3Cl	CH_3Br	CH_3I	C_2H_5Cl	C_2H_5Br	C_2H_5I
Pertes (eV)	3,370	3,866	— 1,340	1,759	— 1,144	— 0,84
Pertes (%)	> 100	> 100	— 41,25	48,8	— 40,85	— 25

Ces valeurs indiqueraient que le halogène est le plus facile à enlever dans les cas de CH_3I, C_2H_5Br, C_2H_5I où il *gagne* de l'énergie au lieu d'en perdre.

Ainsi l'examen et le calcul du diamagnétisme permettent de sérieuses recherches dans le domaine de la chimie structurale et des réactivités des radicaux. Nous montrerons d'autres exemples dans la prochaine communication relative aux liaisons multiples.

Remarque. — On aurait pu calculer le diamagnétisme des molécules en supposant que l'effet d'écran des atomes restait, pour chaque électron, le même que ce qu'il était dans l'atome libre. Le calcul en devenait infiniment plus simple puisque le rapport des coefficients d'aimantation est, dans ce cas, égal au rapport inverse des carrés des énergies électroniques. Nous avons fait ce calcul dont le résultat figure au tableau III récapitulatif (carrés). Il est manifeste, à de rares excep-

Tableau III

	H	F	Cl	Br	I	O	C	C hybridé
$-10^6\,\chi$	2,384	7,601	20,632	31,145	43,880	8,153	9,043	5,958 2

	H_2	F_2	Cl_2	Br_2	I_2	HF	HCl	HBr	HI
$\Sigma\chi$ at. lib.	4,768	15,202	41,264	62,290	87,760	9,985	23,016	33,529	46,264
$-10^6\,\chi$ calc. carrés		15,075	40,74	58,908	87,373	9,271	22,124	31,444	45,786
$-10^6\,\chi$ calc.	4,134	15,140	40,666	58,854	88,206	8,762	21,838	31,390	45,664
$-10^6\,\chi$ expér.	4	?	40,42	58,40	88,836	8,9	22,3	32,7	45,45

	H_2O	H_2S	NH_3	CH_4	CH_3Cl	CH_3Br	CH_3I	C_2H_6	C_2H_5Cl	C_2H_5Br	C_2H_5I
$\Sigma\chi$ at. lib.	12,921	28,980	15,386	15,494	33,742	44,255	56,99	25,220	44,468	54,981	67,716
$-10^6\,\chi$ carrés	12,436	23,932	17,000	13,385	32,349	39,161	55,445	25,739	45,118	53,762	68,099
$-10^6\,\chi$ calc.	12,812	23,851	17,628	13,932	32,927	41,872	56,131	26,972	45,382	54,190	68,455
$-10^6\,\chi$ expér.	12,93	25,5	18,224	12,2	32	42,8	57,2	27	?	54,7	68,5

tions près (HCl, CH_4, CH_3Cl), que le fait d'admettre, au contraire, que l'effet d'écran varie, donne de meilleurs résultats.

[1] Courty (C.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 36 S et 233.
[2] Courty (C.), *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **248**, 2179.
[3] Courty (C.), *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **249**, 2740.
[4] Irsa (A. P.), *J. Chem. Phys.*, 1957, **26**, 18.
[5] Tables de constantes et données numériques, t. **7**, Diamagnétisme et paramagnétisme, par Foex (G.), éd. Masson, Paris, 1957.
[6] Pauling (L.), The nature of the chemical bond, Cornell Univ. Press, London, 1945.

SÉANCE DU 22 AVRIL 1960

(*) 1. — Calcul du diamagnétisme des molécules possédant des liaisons multiples ;

par M. C. Courty,
Chaire de Chimie physique,
Faculté des Sciences de Lyon.

J'ai déjà exposé, [1] à [5], les calculs des coefficients d'aimantation diamagnétiques des atomes libres et des molécules à simples liaisons. En précisant que dans les liaisons semi-polaires l'atome donneur supporte seul la perte d'énergie de liaison, les calculs sont rigoureusement les mêmes. Cependant il faut, la plupart du temps, tenir compte des directions des liaisons interatomiques. Les valeurs expérimentales de référence sont presque toujours celles de Foex [6].

Éthylène. — Dans l'hybridation trigonale l'orbitale $2p_z$ n'est pas modifiée, mais les orbitales $2p_x$ et 2s s'hybrident. L'électron le plus externe de l'atome de carbone a l'énergie d'ionisation, soit 11,265 eV, les trois autres, hybridés d'énergies respectives 22,244 ; 45,343 ; 61,509 eV prennent l'énergie moyenne 43,033 eV. Si l'on considère maintenant que l'énergie d'ionisation de la molécule est de 12,2 eV, que les énergies de liaison valent pour C=C 4,895 eV et pour C-H 4,596 on a toutes les données pour le calcul. On trouve alors comme parts contributives au diamagnétisme 3,196 2 (liaison π), 1,154 5 et 1,154 5 (liaisons avec H), 1,147 7 (liaison σ), dont la somme donnerait pour le carbone 6,652 9, de sorte que gardant à H la valeur déjà trouvée pour le méthane (2,074 8) on aboutirait à 21,605 0 pour le coefficient de la molécule (naturellement avec le signe — et multiplié par 10^{-6}) manifestement trop fort. Si l'on pouvait faire agir le champ magnétique qui provoque le diamagnétisme parallèlement au plan déterminé par les deux liaisons π la part d'un carbone serait

$$3{,}196\,2 + 2 \times 1{,}154\,5 \cos 30^\circ = 5{,}195\,8$$

mais, le champ étant perpendiculaire au plan qui contient la liaison σ et les deux liaisons avec H, les liaisons π n'interviennent pas et la part du carbone devient

$$1{,}147\,7 + 2 \times 1{,}154\,5 = 3{,}456\,7.$$

Comme la première part concerne une orbitale d'un seul électron frappée perpendiculairement par le champ et que la seconde en concerne trois, le diamagnétisme moyen du carbone dans la molécule sera

$$(5{,}195\,8 + 3 \times 3{,}456\,7)/4 = 3{,}891\,5.$$

Si l'on ajoute la part des orbitales des hydrogènes à symétrie sphérique, donc indépendantes de la direction du champ, on a pour $=CH_2$ la valeur 8,041 1 dont le double est le coefficient d'aimantation de l'éthylène soit — $16{,}08.10^{-6}$ alors que l'expérience donne — $15{,}5.10^{-6}$.

Acétylène. — Il y a hybridation digonale, les électrons $2p_z$ et $2p_x$ ont gardé leur autonomie, seuls sont hybridés les électrons 2s. On a à considérer les quatre énergies 11,265 ; 22,244 et deux fois 53,426 pour les électrons 2s promus à l'état 2p. L'énergie d'ionisation de l'acétylène vaut 11,6 eV, celle concernant C≡C, 6,517 enfin pour C-H 5,247 eV. Le calcul octroie à ces électrons les parts contributives diamagnétiques 3,309 7 (π), 1,874 3 (π), 0,986 2 (σ), 0,968 9 (lié à H). La somme donnerait au carbone un trop fort diamagnétisme car l'addition avec celui des 2H conduirait à 18,764 0 mais la considération des trois directions du champ respectivement perpendiculaires aux plans formés par l'orbitale p_z et la liaison σ, puis l'orbitale p_x et cette même liaison, enfin celui qui contient à la fois les liaisons σ et C-H et perpendiculaire aux orbitales p_x et p_z, conduit aux trois valeurs :

$$3{,}309\,7 + 1{,}874\,3 = 5{,}184\,0,$$
$$0{,}986\,2 + 0{,}968\,9 + 3{,}309\,7 = 5{,}264\,8,$$
$$0{,}986\,2 + 0{,}968\,9 + 1{,}874\,3 = 3{,}829\,4,$$

dont la valeur moyenne 4,075 9 augmentée de la part contributive d'un H conduit, doublée, à — 12,311 5 pour le coefficient d'aimantation de l'acétylène alors que l'expérience donne — 12,5.

Benzène. — Il faut tenir compte de la mésomérie mais on ne possède qu'une énergie d'ionisation de 9,6 eV les autres données du problème sont les mêmes que dans le cas de l'éthylène et de l'éthane. Pour la formule de Kékulé le calcul donne les parts 3,763 6 (π), 1,098 2 (σ), 1,200 6 (simple liaison C-C), 1,154 5 (liaison avec H), l'hydrogène participant pour 2,074 8. Pour la formule de Dewar quatre carbones sont identiques aux précédents mais pour les deux autres on pourrait les considérer comme ceux de l'éthane ; on aurait trois parts contributives de 1,406 7 (liaisons C-C) et une de 1,370 8 (liaison C-H), mais l'orbitale liant les deux C en position para a une longueur double des autres, donc une aire quadruple ; il faut donc pour elle prendre une valeur qui n'aurait rien à voir avec les précédentes mais la valeur donnée à l'électron non hybridé de la formule de Kékulé multipliée par 4, soit 15,054 4. Le calcul du diamagnétisme des deux formes peut alors se conduire comme pour les autres carbures et l'on aboutit aux valeurs publiées ailleurs [5], mais il y a une autre solution qui consiste à calculer le diamagnétisme qu'aurait un cristal unique de benzène plan disposé perpendiculairement au champ, puis parallèlement des deux manières possibles (cas Dewar) ; à ce moment les valeurs données par les parts contributives au diamagnétisme devront être multipliées par 3/2 car, dans le calcul classique, où les orbitales peuvent s'orienter au hasard, on avait

multiplié par 2/3. Ce mode de calcul présente l'avantage de faire apparaître l'anisotropie diamagnétique. On trouve alors :

formule de Kékulé, perpendiculairement au champ 44,424 9, parallèlement 47,217 6 ;

formule de Dewar, perpendiculairement au champ 91,780 8 et parallèlement 35,926 8.

Les valeurs moyennes qui en résultent pour le diamagnétisme sont 46,286 7 pour la forme de Kékulé et 54,544 8 pour la forme de Dewar. Comme l'expérience donne par l'anisotropie 91,3 perpendiculairement au champ et 37,3 parallèlement, puis 54,8 comme valeur moyenne on voit que ce mode de calcul, non seulement vérifie l'anisotropie, ce que j'avais énoncé dans une Note [5], mais montre que les formes mésomères qui passeraient de l'une à l'autre sans variation d'énergie se cantonnent en une forme unique dans le champ magnétique, *celle pour laquelle les orbitales présentent au champ magnétique le maximum de flux.*

Je précise que cette constatation apparaît avec tous les autres carbures aromatiques présentant à la fois l'anisotropie et la mésomérie.

Au moment de la publication du travail cité [5], j'avais entrevu une action sur les équilibres de mésomérie par le champ magnétique ; elle paraît à la fois vérifiée et expliquée par la règle du maximum de flux.

Méthanal. — Énergie d'ionisation 11,3 eV ; de liaison C=O dans les aldéhydes 6,895 eV. En attribuant l'hybridation trigonale aux orbitales du carbone et compte tenu des valeurs énergétiques ci-dessus, on trouve : pour le carbone 3,370 0 et 1,199 8 ; pour l'oxygène 2,525 0 et 1,493 5 pour les contributions au diamagnétisme des électrons de liaison. En admettant que les H sont liés comme dans l'éthylène l'addition pure et simple conduit à : 7,054 4 pour C ; 7,635 6 pour O ; 2,074 8 pour H, d'où le coefficient moléculaire $-18{,}839.10^{-6}$, alors que la seule valeur expérimentale que l'on connaisse donne $-18{,}496.10^{-6}$ (Meslin [7]).

La molécule se comporte ici comme une sphère.

Azote N_2. — Énergie d'ionisation de l'atome 14,48, de la molécule 15,51, de liaison N≡N 7,39. Le calcul donne alors, pour les trois électrons p, 2,696 9 ; 1,717 6 ; 1,202 9 comme diamagnétisme électronique. Les trois orbitales pointant vers les trois directions de l'espace on a dans ces trois directions attribuées au champ magnétique :

$$2{,}696\,9 + 1{,}717\,6 = 4{,}414\,5\,;$$
$$2{,}696\,9 + 1{,}202\,9 = 3{,}899\,8\,;$$
$$1{,}717\,6 + 1{,}202\,9 = 2{,}920\,5$$

et la moyenne 3,744 9.

En ajoutant la part des électrons 2s à symétrie sphérique (1,261 1 ; 1,010 5) on aboutit à $-6{,}016\,5$ et l'expérience donne $-6{,}023\,4$.

Soufre dans S_8. — L'énergie de liaison dans S_8 vaut pour 2S liés 2,775 eV. On ne connaît pas l'énergie d'ionisation mais les angles de liaison 105°. Comme il s'agit de liaisons entre atomes identiques l'énergie d'ionisation est inutile. Le calcul donne alors :

5,071 2 et 2,536 0 pour les électrons p_z,
3,575 7 pour p_x, 3,041 4 pour p_y.

Parallèlement au plan du cycle dentelé de la molécule, le diamagnétisme vaut :

$$5{,}072 + 2{,}536\,0 + (3{,}575\,7 + 3{,}041\,4)\cos 37^\circ 30' = 12{,}856\,9,$$

perpendiculairement au plan équatorial d'une orbitale de liaison :

$$3{,}575\,7 + 3{,}041\,4\cos 75^\circ + (5{,}072 + 2{,}536\,0)\cos 37^\circ 30' = 10{,}398\,1,$$

perpendiculairement à l'autre orbitale de liaison d'un même atome :

$$3{,}041\,4 + 3{,}575\,7\cos 75^\circ + (5{,}071\,2 + 2{,}536\,0)\cos 37^\circ 30' = 10{,}002\,1.$$

Ces trois directions ayant la même probabilité de se présenter devant le champ, le tiers de la somme des trois valeurs donne 11,085 7. La part des électrons 2s étant 2,468 8 et 2,143 9 le total donne 15,698 4, l'expérience (soufre orthorhombique) 15,552.

Oxyde azoteux. — La légère polarité de la molécule fait qu'on attribue à cet oxyde les formes mésomères N≡N → O et N⇇N=O. Compte tenu de l'énergie d'ionisation 12,9 eV de la molécule, le fait que l'énergie de liaison N-O vaut 1,908 eV, la connaissance enfin des énergies des électrons mis en cause par les liaisons : azote, 14,545 ; 26,995 9 ; 43,016 7 ; 73,549 ; 103,685 ; oxygène, 12,9 ; 31,894 eV, permet selon la règle formulée par Coulson de coupler entre eux les électrons d'énergies les plus voisines. On trouve alors pour les trois directions de l'espace : 19,792 9 ; 19,118 5 ; 15,651 8, soit 18,187 7 en moyenne pour la première forme ; 19,460 7 ; 18,898 2 ; 15,356 0, soit en moyenne 17,904 9 pour la seconde. Comme l'expérience fournit la valeur de 18,9 il semble : ou bien que la règle du maximum de flux joue, là encore, ou que la première forme serait la seule possible comme semblent l'admettre les ouvrages récents de chimie minérale [8].

Gaz sulfureux. — On admet le schéma O ← S=O avec une énergie d'ionisation moléculaire de 13,1 eV et de liaison S-O de 5,550 eV. Le calcul donne alors les valeurs à combiner :

soufre :
3,390 3 (p_y), 2,836 2 (p_z), 4,337 9 et 2,279 8 (p_x) ;
oxygène lié :
1,487 0 (p_y), 1,064 1 (p_z), 3,041 1 et 0,818 3 (p_x) ;
oxygène coordonné :
1,566 1 (p_y), 1,102 8 (p_z), 2,969 8 et 0,818 3 (p_x).

Les mêmes combinaisons dans les trois directions de l'espace comme pour l'azote donnent finalement $-17{,}141\,1.10^{-6}$ et l'expérience $-18{,}2.10^{-6}$. (Il n'y a qu'une valeur expérimentale dans la littérature.)

Sulfure de carbone. — Énergie de liaison C-S, 4,336 eV ; d'ionisation moléculaire, 10,4 eV. Comme celle du soufre atomique vaudrait 10,357 tout laisse supposer que, dans la molécule c'est le soufre qui s'ionise. Le calcul conduit alors, en admettant que le carbone est hybridé tétragonalement, aux valeurs diamagnétiques suivantes pour les électrons :

1er soufre, 5,401 1 ; 3,451 2 ; 3,041 4 ; 2,536 0 ;

2e soufre, 4,669 0 ; 3,451 2 ; 3,041 4 ; 2,536 0 pour les électrons p ;
carbone, 1,324 3 ; 1,400 6 ; 1,420 5 ; 1,400 6 pour les électrons de valence. La somme donne 33,673 3.

Les électrons 2s du soufre participent pour 2,468 8 et 2,143 9, non négligeables ; ajoutés à la somme précédente on a 42,898 7. Foex [6] donne la valeur expérimentale 42,2, mais Meslin [7] avait trouvé 44,92 et moi-même [9], en travaillant sur du sulfure de carbone à odeur éthérée distillé sous vide, j'avais trouvé 42,862. L'accord est remarquable ; si l'on faisait intervenir les deux électrons s du carbone on aboutirait à 43,048, valeur encore très acceptable.

Gaz carbonique. — Énergie de liaison C=O 7,588 eV ; d'ionisation 14,4 eV ; contributions au diamagnétisme : carbone, 1,361 9 ; 1,395 3 ; 1,418 4 ; 1,395 3 (hybridé tétragonalement) ; 1er oxygène, 2,844 3 ; 1,493 2 ; 1,102 8 ; 0,818 3 ; 2e oxygène, 2,603 5 ; 1,493 2 ; 1,102 8 ; 0,818 3. Là aussi, comme dans CS_2, la simple somme donne un résultat correct puisque la participation des électrons s de O et C fait que la somme atteint 21,392 9 et l'expérience fournit 21.

Oxyde de carbone. — Les analogies frappantes entre N_2 et CO ont amené à admettre pour la molécule le schéma C⩵O. Les calculs de diamagnétisme, en l'admettant, ont confirmé cette façon de voir. L'énergie d'ionisation de CO vaut 14,1 eV, de liaison entre C et O triplement liés 9,713 eV. Il faut hybrider les orbitales de C comme dans l'acétylène. On trouve alors : pour l'oxygène 2,887 3 et 0,802 7 (p_x), 1,516 5 (p_y), 1,069 9 (p_z) et pour le carbone 2,908 7 (p_x), 1,942 4 (p_y), 1,942 4 et 1,032 9 (p_z). Les trois directions orthogonales du champ donnent :

$$2,887\,3 + 0,802\,7 + 2,908\,7 + 1,069\,9 + 1,942\,4 + 1,032\,9 = 10,643\,9\,;$$

$$1,516\,5 + 1,942\,4 + 1,069\,9 + 1,942\,4 + 1,032\,9 = 7,504\,1\,;$$

$$2,887\,3 + 0,802\,7 + 2,908\,7 + 1,516\,5 + 1,942\,4 = 10,057\,6\,;$$

moyenne, 9,401 9. En ajoutant la part des électrons s de C et O, soit 0,230 7, au total on a — 9,632 6 et l'expérience donne 9,8. (Un calcul mené différemment avait conduit à 10,068 de sorte que si l'on prenait la moyenne on aurait 9,850.)

Conclusion. — Il semble que la méthode de calcul soit correcte et que l'interprétation puisse fournir de précieux renseignements de chimie structurale. Si l'on a la curiosité de voir comment se comporte le carbone hybridé tétragonalement dans les divers composés déjà examinés on trouve qu'il y possède les coefficients d'aimantation suivants :

CH_4	C_2H_6	CH_3Cl	CH_3Br
— 5,632 6	— 5,498 4	— 5,556 2	— 5,582 0

CH_3I	CO_2	CS_2
— 5,615 3	— 5,720 3	— 5,695 4.10^{-6}

tous très voisins mais dépendant tout de même du composé. Ces faibles différences expliquent la nécessité que l'on a de garder un nombre de décimales qui peut paraître excessif. En fait il faut les limiter, pour le calcul, à trois. Il n'en est pas de même pour l'expérience.

[1] Courty (C.), Sur le calcul du coefficient d'aimantation diamagnétique des atomes libres, *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **248**, 2179.
[2] Courty (C.), Sur le calcul du coefficient diamagnétique des atomes libres, *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 233.
[3] Courty (C.), Sur le calcul du coefficient d'aimantation diamagnétique des molécules, *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **249**, 2740.
[4] Courty (C.), Calcul du coefficient d'aimantation diamagnétique des molécules à atomes liés par de simples covalences, *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 119 S.
[5] Courty (C.), Sur le calcul du coefficient d'aimantation diamagnétique des molécules possédant des liaisons multiples, *C. R. Acad.*, *Sc.*, 1960, **250**, 1211.
[6] Tables de constantes et données numériques t. **7**, Diamagnétisme et paramagnétisme, par Foex (G.), éd. Masson, Paris, 1957.
[7] Meslin (G.), Sur la mesure des constantes magnétiques, *Ann. Chim. et Phys.* [8], 1906, **7**, 145.
[8] Pascal (P.), Nouveau traité de chimie minérale, éd. Masson, Paris, 1960, **10**, 605.
[9] Courty (C.), Sur le diamagnétisme des solutions d'iode, *C. R. Acad. Sc.*, 1937, **204**, 1248.

2. — Sur la théorie du spectromètre β à orbites spirales ;

par Mme A. Burdet.

L'essentiel de cette communication a fait l'objet d'une publication au *Journal de Physique et le Radium*, t. **20**, 1959, p. 837. Cependant une addition a été faite : l'étude des propriétés du spectromètre en fonction de la largeur du détecteur pour une source de diamètre constant.

Efficacité. — On rappelle que l'efficacité est définie, pour une particule de ρH donné (donc pour une énergie donnée), pour un réglage du spectromètre sur une quantité de mouvement $\rho H = B$, par le rapport

$$E_{\rho H} = \frac{\text{nombre de particules reçues}}{\text{nombre de particules émises}} \text{ de même } \rho H.$$

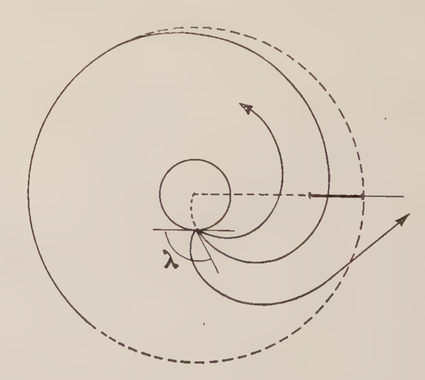


Fig. 1. — Trajectoires pour $\alpha = \lambda$, $\alpha < \lambda$ et $\alpha > \lambda$.

Si la largeur du détecteur diminue, les particules qui décrivent des spirales le rencontreront toujours. Ces particules ont une vitesse initiale qui fait avec la source

un angle λ appelé angle limite. Si l'angle de tir de la particule est plus petit que λ elle décrit une courbe à branche infinie. La position du détecteur « à l'intérieur » préconisée d'après nos précédents calculs, fait que la diminution de sa largeur ne doit pas beaucoup diminuer le nombre de ces trajectoires non recueillies.

Si l'angle de tir est plus grand que λ les trajectoires sont des trochoïdes et le nombre de celles-ci rencontrant le détecteur sera diminué dès que l'on diminuera sa largeur (*fig.* 1).

Au total il y aura donc une diminution de l'efficacité pour l'énergie $\rho H = B$ sur laquelle est réglé le spectromètre. On peut prévoir que si on diminue la largeur du détecteur de moitié, $E_{\rho H}$ sera diminuée également de près de la moitié, mais que malgré tout (si d est une des largeurs choisies pour le détecteur)

$$E_{\rho H}(d) > \frac{1}{2} E_{\rho H}(2d).$$

Pouvoir séparateur. — L'étude de cette propriété se fait à l'aide des efficacités du spectromètre pour les ρH voisins du $\rho H = B$ sur lequel il est réglé. L'efficacité peut également se représenter par

$$E_{\rho H} = \frac{1}{2\pi} \int u(\alpha)_{\rho H} \, d\alpha,$$

où u est l'arc utile de la source pour une angle de tir et un ρH donnés (voir la précédente publication).

Pour $\rho H < B$ la majorité des trajectoires sont des trochoïdes, les angles $u(\alpha)$ sont en diminution et, au total, il y aura diminution de l'efficacité s'il y a diminution de la largeur du détecteur.

Pour $\rho H > B$ les trajectoires à branche infinie sont en plus grand nombre ; celles-ci ne sont pratiquement pas affectées par une variation de la largeur du détecteur ; mais pour les angles de tir donnant des trajectoires trochoïdales on aura $u(\alpha)_{\rho H > B} \to 0$ et l'efficacité est diminuée.

Seule une étude numérique peut permettre de voir si le pouvoir séparateur dépend de la largeur du détecteur.

Étude numérique. — Diamètre de la source, 0,5 mm.

Largeur du détecteur (cm)	Efficacité E_B (%)	Pouvoir séparateur (%)
2	65	1
1	40	0,7
0,8	32	0,65
0,5	21	0,62

Pour l'utilisation du spectromètre on choisira la dimension du détecteur en fonction de celle de la source de façon à réaliser les meilleures performances possibles et également en fonction du travail que l'on veut réaliser.

SECTION DE STRASBOURG

SÉANCE DU 5 FÉVRIER 1960

Vers la vision des atomes ;

par M. A. Guinier,
Professeur à la Sorbonne.

Étant donné que l'atome a une dimension de l'ordre de 1 Å, les radiations qui peuvent atteindre un pouvoir séparateur suffisant sont les rayons X ou les ondes associées aux électrons. Les techniques utilisées avec ces deux sortes de radiations sont très différentes, d'une part les diagrammes de diffraction et, d'autre part, la microscopie électronique.

On sait bien que la diffraction des rayons X révèle, dans certains cas favorables, des détails de structure à l'échelle atomique et même on peut déterminer des distances interatomiques à moins d'un millième d'angström près ; mais ces résultats ne traduisent que l'effet de la composante périodique de la structure. Les rayons X sont insensibles à des petites perturbations isolées et irrégulières, donc les rayons X nous donnent l'image d'une structure idéale, en première approximation.

On se rend compte maintenant qu'il y a une liaison étroite entre la formation de l'image dans le microscope électronique et les phénomènes de diffraction. La différence avec les rayons X, c'est que les phases des faisceaux diffractés ne sont pas perdues, les images obtenues récemment qui révèlent les plans atomiques ne sont que la traduction, sous une forme différente, du diagramme de diffraction. Ainsi, là encore, la périodicité du cristal apparaît bien, mais on ne peut espérer découvrir les détails de la structure du plan atomique lui-même. Toutefois, étant donné l'excellent pouvoir de résolution du microscope, on peut avoir sur l'image l'analyse des défauts, ce qui n'était pas possible avec les rayons X. Exemple : images des dislocations et des agrégats de lacunes.

SÉANCE DU 25 FÉVRIER 1960

Interactions à grandes distances dans les substances métalliques ;

par M. J. Friedel,
Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Paris.

SÉANCE DU 22 AVRIL 1960

Orientation nucléaire par la lumière ;

par M. A. Kastler,
Professeur à la Sorbonne,

BILAN AU 31 OCTOBRE 1959

ACTIF

		Décomposition.	Totaux.
Titres déposés (Crédit Lyonnais et Agent de change)			7 560 140
1° Placement du fonds de réserve		1 074 454	
2° Placement des disponibilités		6 485 686	
Immobilisations			7 050 000
Parts sur l'immeuble		7 050 000	
Dépôts et cautionnements			600 000
Cautionnement de garantie vis-à-vis du Grand Palais		600 000	
Réalisable disponible			8 278 120
Crédit Lyonnais		5 259 247	
Chèques postaux		2 614 320	
Agent de change		108 411	
Chez Gauthier-Villars		85 567	
Caisse Société : M. Ménet		1 469	
Caisse (Exposition-Société) : M. Poulard		209 106	
Réalisable à court terme			3 000 000
A recevoir subvention C. I. P. N.		3 000 000	
Éléments extra-comptables :			
431 actions du *Journal de Physique.*			
Ouvrages en dépôt chez Gauthier-Villars.			
Cotisations à recouvrer, estimées	750 000		
Créances sur exposants à recouvrer : sur Expositions antérieures.	325 630		
Créances sur exposants à recouvrer : sur Exposition 1959	185 150		
Total de l'ACTIF		26 488 260	26 488 260

PASSIF

			Décomposition.	Totaux.
Fonds de réserve				1 074 454
Situation au Bilan du 31 octobre 1958			913 454	
Cotisations des Membres à vie (1959)			161 000	
Le total est représenté par des titres.				
Provisions libres				19 751 896
Situation au Bilan du 31 octobre 1958			17 699 946	
Solde créditeur du compte des Ressources et des Charges de l'exercice, annexé au Bilan	Société	— 2 598 984		
	Exposition	+ 4 650 934	2 051 950	
Le total est représenté par	Part sur immeuble	7 050 000		
	Titres	6 485 686		
	Cautionnement	600 000		
	Subvention C. I. P. N. attendue	3 000 000		
	Espèces	2 616 210		
Exigible à court terme				3 976 600
Traites acceptées (10 × 397 660)			3 976 600	
Le total est représenté par des espèces.				
Frais à payer				480 522
Frais de personnel compte Exposition			457 640	
Impôts cédulaires			22 882	
Le total est représenté par des espèces.				
Journal de Physique				1 204 788
Situation au Bilan du 31 octobre 1958			+ 1 431 645	
Versement effectué en 1959			— 1 431 645	
Rétrocession des 6/10 du montant des cotisations encaissées au cours de l'exercice.			+ 1 204 788	
Le total est représenté par des espèces.				
Comité français de Physique				
Situation au Bilan du 31 octobre 1958			272 000	
Subventions pour frais de missions		+ 7 542 000		
Virements au cours de l'exercice		— 7 814 000	— 272 000	
Total du PASSIF égal à celui de l'ACTIF			26 488 260	26 488 260

Compte global des Ressources et des Charges

au cours de l'Exercice 1958-1959

		Charges.	Ressources.
Cotisations encaissées :			2 007 980
au titre de l'exercice 1959	1 501 871		
cotisations arriérées	450 609		
cotisations anticipées	55 500		
Rétrocession des 6/10 des cotisations au *Journal de Physique*		1 204 788	
Ressources diverses suivant détail 1re annexe (Société proprement dite)			362 137
Frais généraux de fonctionnement suivant détail 1re annexe (Société proprement dite)		3 764 313	
Ressources suivant détail 2e annexe (Exposition)			20 673 781
Frais et charges suivant détail 2e annexe (Exposition)		16 022 847	
SOLDE CRÉDITEUR du compte des Ressources et des Charges de l'exercice (reporté aux PROVISIONS LIBRES).			
Balance { Société	— 2 598 984	2 051 950	
Balance { Exposition	+ 4 650 934		
		23 043 898	23 043 898

Première annexe au Compte des Ressources et des Charges (Société proprement dite)

Ressources diverses :

Droits d'inscription	7 200
Dons sans affectations particulières (Kodak, 50 000 ; Paine, 2 000 ; Debye, 2 549 ; Cohen, 1 000)	55 549
Cotisations de la Section d'Optique	2 000
Vente d'ouvrages par Gauthier-Villars	4 886
Intérêts et agios bancaires	17 852
Rente française	274 650
Total porté au Compte des Ressources et des Charges (Société)	362 137

Frais généraux de fonctionnement :

Traitements et salaires	495 535
Sécurité sociale et impôts cédulaires	22 715
Contribution mobilière	3 630
Téléphone	66 181
Frais généraux de bureau et de secrétariat comprenant : circulaires et tirages, 349 687 ; étiquettes et convocations, 4 000 ; frais de bureau et timbres, 28 683 ; timbres rappel cotisations, 32 685 ; frais d'expédition annuaires et catalogues, 235 727 ; frais divers, 19 128	669 910
Sépulture de Fresnel	2 400
Frais de déplacement	883 113
Colloques	432 158
Réceptions de délégations étrangères	95 480
Prix de fondation	480 000
Frais de délégation Prix Holweck	139 800
Cotisations diverses	31 000
Prix du concours général	31 026
Dîners 1959	203 840
Cocktails 1959	155 800
Obsèques de M. Darmois	10 000
Étrennes et gratifications	10 575
Conférences et projections	31 150
Total porté au Compte des Ressources et des Charges (Société)	3 764 313

Deuxième annexe au Compte des Ressources et des Charges (Exposition)

	Charges.	Ressources.
Ressources :		
Recouvrements sur Expositions antérieures		343 751
Recettes Exposition 1959		19 727 910
Recettes sur vente catalogue 1958		7 880
Recettes sur vente catalogue 1959		594 240
Total porté au Compte des Ressources et des Charges (Exposition)		20 673 781
Détail des frais et charges :		
Frais de personnel payés	1 400 000	
Frais de personnel à payer	457 640	
Honoraires d'architecte	36 428	
Impôts cédulaires et Sécurité sociale payés	282 521	
Impôts cédulaires à payer	22 882	
Téléphone rue Cuvier	55 170	
Frais divers de bureau et secrétariat	219 187	
Location galeries Grand Palais	304 200	
Vignettes, affiches, panneaux	300 150	
Téléphone Exposition Grand Palais	218 004	
Garnitures, bardages, tapis	2 803 738	
Éclairage, permanence	1 422 077	
Assurances	396 522	
Ameublement	41 219	
Menuiserie (bardages)	2 726 758	
Nettoyage	120 000	
Plans et tirages	14 168	
Douanes	20 000	
Enseigne lumineuse	87 000	
Gardiennage	489 684	
Sonorisation	103 825	
Commission sur publicités catalogue	259 650	
Étrennes et gratifications	39 950	
Dîners 1959	9 655	
Annuaires et catalogues	4 192 419	
Total porté au Compte des Ressources et des Charges (Exposition)	16 022 847	

STATISTIQUE ET RÉPARTITION DES MEMBRES au 1er novembre 1959

Sociétaires	Seine et Seine-et-Oise	Départements et Communauté	Étranger	Totaux
Membres honoraires	3		11	14
Membres à vie	123	59	31	213
Membres titulaires et Membres du Conseil	572	298	98	968
Collectivités	65	32	11	108
Membres juniors	8	2		10
Totaux partiels	771	391	151	
Total général				1 313

Membres titulaires devenus Membres à vie en 1958-1959 : 3.
Sociétaires décédés en 1958-1959 : 13 dont 6 Membres à vie.
Démissions en 1958-1959 : 12 dont 1 collectivité.
Admissions en 1958-1959 :
- Seine et Seine-et-Oise .... 36 dont 1 collectivité et 2 juniors.
- Départements et Communauté .... 15 dont 1 junior.
- Étranger .... 5 dont 2 Membres du Conseil.

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. — Dépôt légal : 4e trim. 1960. — Imp. TAFFIN-LEFORT, à Lille (France).